

Resonanzphänomene im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ System

von
Wilfried Galster
aus Lohr am Main

1977 2 72

Resonanzphänomene im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ System

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Wilfried Galster
aus Lohr am Main

Als Dissertation genehmigt von den
Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung:

25. 5. 1977

Vorsitzender der Promotionskommission:

Prof. Dr. E. Schweizer

Erstberichterstatte:

Priv.Do. Dr. H. Voit

Zweitberichterstatte:

Prof. Dr. J. Christiansen

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

I Einleitung

II Durchführung des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experiments

- A) Der Teilchen-Nachweis
- B) Die Kohlenstoff-Targets
- C) Die Normierung der Zählraten und ihre Korrektur auf Targetdickenzuwachs
- D) Der experimentelle Aufbau
- E) Aufbereitung der Meßwerte

III Meßergebnisse und Diskussion

- A) Die Anregungsfunktionen für die totalen Wirkungsquerschnitte der α -Teilchen-Ausgangskanäle der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7 \text{ MeV}$
 - B) Die Bestimmung der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen
 - 1) Kriterien zur Resonanzbestimmung
 - 2) Die zur Spinbestimmung angewandte Methode
 - 3) Die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7 \text{ MeV}$
 - 4) Vergleich mit anderen Messungen
 - C) Diskussion der Ergebnisse
 - 1) Die Suche nach dem richtigen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential
 - 2) Der Einfluß der Transmissionskoeffizienten im Ausgangskanal
 - 3) Hauser-Feshbach-Rechnungen für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$
 - 4) Untersuchung der Kernstreuphasen δ_1
- ### IV Interpretation der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen

Zusammenfassung

Am Erlanger Tandem-van-de-Graff Beschleuniger wurden mit einem Multidetektor-System simultan Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7$ MeV in 50 keV Schritten gemessen. Es wurden winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte für 12 α -Ausgangskanäle gebildet.

Durch Aufsummieren dieser α -Ausgangskanäle erhält man einen relevanten Anteil des Reaktionsquerschnitts σ_{reac} für das $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ System. Es treten starke Strukturen auf bei $E_{\text{cm}} = 4.25, 4.46, 4.62, 4.88, 5.0, 5.64, 5.92, 6.25, 6.87, 7.71, 7.91, 8.26, 8.46, 8.86, 9.06, 9.84, 10.63, 10.9$ und 11.38 MeV, die nur als Resonanzen, und nicht etwa als statistische Fluktuationen gedeutet werden können. Durch Legendrepolynom-Fits der Winkelverteilungen des Grundzustands ($J^\pi = 0^+$) und der Zustände $E_x(^{20}\text{Ne}) = 4.97$ (2^-) und 6.72 (0^+) MeV wurden Spin und Parität dieser Resonanzen bestimmt.

Die J^π -Werte sind (in obiger Reihenfolge): $0^+, 4^+(2^+), 2^+, 2^+, 2^+, 2^+, 4^+, 2^+, 4^+, 4^+, 4^+, 4^+, 4^+, 6^+, 6^+, 8^+, 8^+, 8^+$, und 8^+ .

Die große Zahl dieser Resonanzen, und die Tatsache, daß sie in einer Sequenz $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ auftreten, schließen die Möglichkeit aus, den Resonanzcharakter einzig durch eines der bekannten $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Kernmolekül-Modelle zu beschreiben.

Es wurden starke experimentelle Hinweise dafür gefunden, daß diese $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Resonanzen durch resonante Bildung von α -cluster-Molekülen verursacht werden. Es wird gezeigt, daß ein α -cluster-Molekül-Modell in der Lage ist, die große Zahl der Resonanzen und ihr Auftreten in einer Sequenz zu erklären.

I EINLEITUNG

Mit der Einteilung in Compoundkern-Reaktionen und in direkte Reaktionen glaubte man die Mechanismen verstanden zu haben, die Kernreaktionen zugrunde liegen. Da ergab sich mit der Entdeckung von schmalen Resonanzen in den Ausgangskanälen der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - knapp unterhalb der Coulombbarriere - für die Schwerionen-Physik eine neue Situation. Erstmals wurden in Anregungsfunktionen über alle Reaktionskanäle korreliert auftretende Resonanzstrukturen gefunden ¹, deren Breite zwischen den sehr schmalen Compoundkern-Resonanzen, und den breiten ($\Gamma \gg 1 \text{ MeV}$), und daher sehr kurzlebigen ⁺ Resonanzstrukturen bei direkten Reaktionen lag.

Die Breite dieser "dazwischenliegenden" (= intermediären) Resonanzen deutete auf ein Gebilde aus zwei ^{12}C -Kernen hin, dessen Lebensdauer deutlich über der Vorbeiflugzeit beider Kerne ($\tau \approx 10^{-23} \text{ sec}$), aber auch deutlich unter der Lebensdauer des Compoundkerns liegt. Das heißt, die Kerne im Eingangskanal laufen über einen Zwischenzustand (doorway state), bevor sie zum Compoundkern verschmelzen oder in einen direkten Kanal zerfallen. Die Frage welcher Reaktionsmechanismus diesem Zwischenzustand zugrunde liegt, wurde zunächst mit der Existenz eines $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kernmoleküls beantwortet ^{1,2}. Hierbei verschmelzen die beiden ^{12}C -Kerne punktförmig an ihrer Oberfläche zu einem Kernmolekül (auch als Quasimolekül bezeichnet, um eine Analogie zur Molekülphysik und -chemie herzustellen), das Vibrationen ausführt ² (siehe Abb.1).

⁺ Über die Unschärferelation $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ sind Breite Γ und Lebensdauer τ einer Resonanz eindeutig verknüpft.

Wird der Abstand der beiden Kerne zu klein, verschmelzen sie zum Compoundkern, wird er zu groß, so fliegen sie auseinander und gehen in den direkten elastischen Kanal. Man sieht leicht ein, daß dieses Modell leichte Deformierbarkeit der Reaktionspartner im Eingangskanal fordern muß.

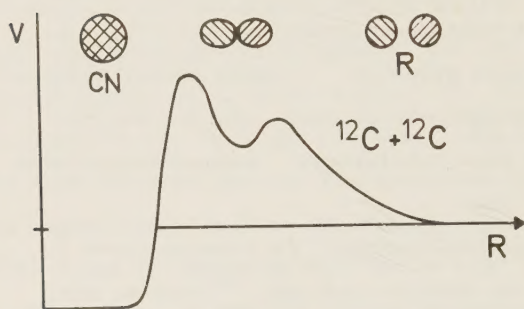


Abb. 1 $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Kernmolekül nach Vogt und McManus ²

Die Vorstellung, daß es sich hier um $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Einteilchenzustände handelt, wurde gestützt durch den großen Wert für das Verhältnis von reduzierter Kohlenstoffbreite γ_c zur Einteilchenbreite $\gamma_{s.p.}$ ($\gamma_c / \gamma_{s.p.} \approx 14\%$ für die 5.6 MeV Resonanz ³ im Wignerlimit). Dieser experimentelle Befund veranlaßte dann Imanishi ⁴ dazu Gekoppelte-Kanäle-Rechnungen für ein Kernmolekül, bestehend aus einem ^{12}C -Kern im Grundzustand und einem im ersten angeregten Zustand, durchzuführen, wobei es ihm gelang

die Lage der Resonanzen bei 5.6, 6.0 und 6.3 MeV befriedigend wiederzugeben. Im Unterschied zum Modell von Vogt und McManus liegt bei Imanishi der Potentialtopf für die Kernmolekülzustände innerhalb der Coulombbarriere; das heißt aber, die beiden ^{12}C -Kerne überlappen einander sehr stark ohne dabei ihre Identität zu verlieren (Abb.2).

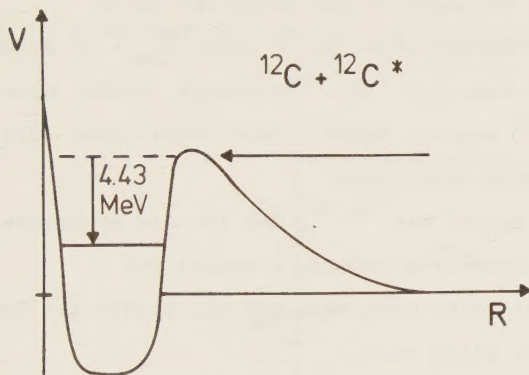


Abb.2. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ Kernmolekül nach Imanishi ⁴

Inzwischen waren viele Schwerionen-Systeme, ähnlich dem $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Fall untersucht worden. Die Suche nach Resonanzstrukturen in den Ausgangskanälen der Systeme $^{12}\text{C}-^{13}\text{C}$ ⁵, $^{14}\text{C}-^{12}\text{C}$ ⁶, $^{12}\text{C}-^9\text{Be}$ und $^{14}\text{N}-^{14}\text{N}$ ⁷, $^{12}\text{C}-^{14}\text{N}$ ⁸, $^{13}\text{C}-^{13}\text{C}$ ⁹, $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ ¹⁰, $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ ¹¹ und $^{20}\text{Ne}-^4\text{He}$ ^{12,13} - um nur die wichtigsten zu nennen - erbrachte das zunächst überraschende Ergebnis, daß offenbar nur Kerne mit α -Teilchen-Struktur im Eingangskanal zu über verschiedene Ausgangskanäle korrelierten Resonanzen in den Anregungsfunktionen

führen können ¹². Hierzu muß gefordert werden, daß starke Korrelationen nicht nur zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten verschiedener Zerfallskanäle unter einem Meßwinkel auftreten, sondern auch unter verschiedenen Meßwinkeln außerhalb der doppelten Kohärenzbreite ($2 \cdot (kR)^{-1}$) beobachtet werden. Aus diesem Grunde, sind die von Crozier und Legg ¹⁴ im $^{12}\text{C}-^{13}\text{C}$ Fall bei Energien weit über dem Coulombwall gefundenen Strukturen, nicht als Resonanzen vom $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Typ zu betrachten, wie in einer Arbeit der Erlanger Gruppe dargelegt wurde ¹⁵. Gleiches muß zu den von Marquardt et al. ¹⁶ unter $\Theta_{\text{lab}} = 0^\circ$ gefundenen Strukturen in der Reaktion $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ gesagt werden; ältere Erlanger Messungen ¹⁷ ergaben unter anderen Meßwinkeln völlig glatt verlaufende Anregungsfunktionen.

Mehrere Autoren wiesen darauf hin ^{12,18}, daß für die Beobachtbarkeit intermediärer Resonanzen gefordert werden muß :

(i) die Anzahl offener Reaktionskanäle und die Dichte der Compoundkernzustände müssen klein sein.

Fordert man nur Bedingung (i) und folgt der Argumentation, daß diese in verschiedenen Reaktionskanälen korreliert auftretenden Resonanzen, zB. im $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Fall, durch ein Kernmolekül vom Typ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ oder $^{12}\text{C}^* + ^{12}\text{C}^*$ verursacht werden, so bleibt unverständlich, warum zB. der $^{12}\text{C}-^{13}\text{C}$ Fall, der sehr wohl die Bedingung (i) erfüllt, kein vergleichbares Resonanzverhalten zeigt (siehe Tabelle I und Abb.3).

System	korrelierte Resonanzen	CN	E^* (MeV)	$S/S^{12C-^{12}C}$
$^{12}C-^{12}C$	ja	^{24}Mg	20.6	1
$^{20}Ne-\alpha$	ja	^{24}Mg	20.6	2
$^{12}C-^{13}C$	nein	^{25}Mg	22.9	11
$^{12}C-^{14}N$	nein	^{26}Al	22.6	26
$^{14}C-^{12}C$	nein	^{26}Mg	26.0	24
$^{12}C-^9Be$	nein	^{21}Ne	21.9	2
$^{12}C-^{16}O$	ja	^{28}Si	25.4	36
$^{16}O-^{16}O$	nein	^{32}S	27.4	130

Tabelle I (aus Ref.12) Dichte der Compoundkern-Zustände

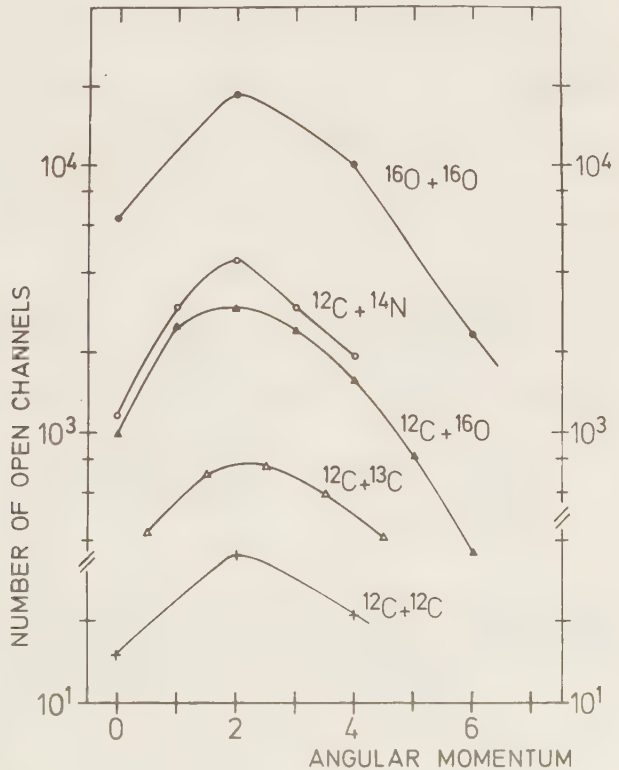


Abb. 3

(aus Ref.12)
Anzahl der offenen
Reaktionskanäle

Ausgehend von der Tatsache, daß nur in den Systemen $^{12}\text{C}-^{16}\text{O}$ und $^{20}\text{Ne}-\alpha$ ähnlich starke Korrelationen bestehen zwischen, in den Anregungsfunktionen verschiedener Reaktionskanäle, und unter verschiedenen Meßwinkeln gefundenen Resonanzstrukturen, wie im $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Fall, forderte Voit für das Auftreten von korrelierten, Resonanzen eine weitere Bedingung :

(ii) beide Kerne im Eingangskanal müssen α -Teilchen-Kerne sein. Dies legt eine Erklärung des intermediären Reaktionszustands als α -Teilchen-Molekül 12 nahe, worunter ein 4N-Kern, umgeben von einem oder mehreren α -Teilchen, zu verstehen ist.

Eine Interpretation der $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Resonanzen, die nicht auf der Existenz eines Kernmoleküls, sondern eines komplexeren Zustands, und zwar eines ^{12}C -Rumpfs umgeben von drei α -Teilchen, fußt, gaben zuerst Michaud und Vogt ¹⁹. Voit et al. ²⁰ lieferten als erste starke experimentelle Hinweise für die Richtigkeit dieser Hypothese. Abb.4 zeigt, wie die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in diesem Modell abläuft.

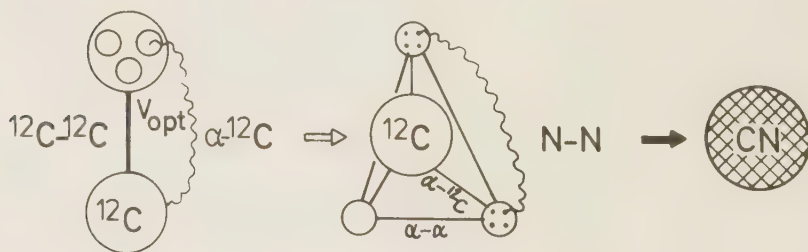


Abb.4 α -Teilchen-Molekül als Zwischenzustand von Eingangskanal und Compoundkern (aus Ref.12)

Die beiden Kerne im Eingangskanal wechselwirken über ein optisches Potential; via α - ^{12}C Restwechselwirkung geht der Eingangskanal in ein α -Teilchen-Molekül über, das als Zwischenzustand fungiert (doorway state); durch Nukleon-Nukleon Restwechselwirkung geht der α -doorway-state in immer komplexer werdende Zwischenzustände über, bis schließlich der Compoundkern in seiner vollen Komplexität vorliegt (dies wird ausführlich in Ref.12 diskutiert).

Ziel der vorliegenden Arbeit ist :

- (i) Die Bestätigung der bereits bekannten Subcoulomb-Resonanzen; die Bestimmung der zugehörigen Spinwerte, die nur zum Teil bekannt sind, zum Teil zweifelhaft erscheinen.
- (ii) Die Suche nach weiteren Resonanzen im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7$ MeV und die Bestimmung der zugehörigen Spinwerte. Neuere Rechnungen von Kondo et al.²¹ sagen die Existenz weiterer Resonanzen über dem Coulombwall vorher.

Dadurch soll ein Vergleich mit Modellrechnungen, der bislang an zuwenig experimentellem Material scheiterte, erleichtert werden; es wird versucht dem großen Interesse gerecht zu werden, das auch in jüngster Zeit theoretische Physiker ^{21,22} dem Problem der ^{12}C - ^{12}C Resonanzen entgegenbringen.

II Durchführung des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experiments

A) Der Teilchen-Nachweis

Um den elastisch gestreuten Kohlenstoff aus den α -Spektren fernzuhalten, wurden die α -Zähler mit Al-Absorbern bedeckt. Die Dicke der Absorberfolien wurde für die einzelnen Meßwinkel so gewählt, daß die gestreuten ^{12}C -Ionen vollständig gestoppt wurden. Da vorgesehen war auch bei sehr niedrigen Energien, möglichst unter allen Meßwinkeln, α -Teilchen nachzuweisen, die von höher angeregten Zuständen des Restkerns ^{20}Ne stammen, wurde für die Absorber nach der Regel verfahren : so dick wie nötig, so dünn wie möglich!

Diese Bedingung konnte im weiten Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7$ MeV nicht mit einer Garnitur Al-Absorber erfüllt werden. Deshalb wurde für den Subcoulomb-Teil $E_{\text{cm}} \leq E_{\text{Cb}} = 6.7$ MeV der Messungen eine Garnitur sehr dünner Absorber eingebaut, mit Dicken zwischen 7μ und 12μ zwischen $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$ und $\theta_{\text{lab}} = 5^\circ$; für die Messungen bei höheren Energien wurden Al-Absorber von 12μ bis 30μ verwendet. Abb.5 zeigt, daß es mit dieser Absorber-Bestückung möglich sein sollte, Winkelverteilungen für die ersten sechs Zustände in ^{20}Ne auch bei den kleinsten Einschußenergien zu messen. Die strichpunktierte Linie stellt die Energie-Nulllinie für den 6. angeregten Zustand nach Durchlaufen des Absorbers dar. Aufgrund der Identität der Kerne im Eingangskanal, sind die Winkelverteilungen aller Ausgangskanäle symmetrisch um $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ (im center of mass System). Zur Angabe einer vollständigen Winkelverteilung ist somit die Überstreichung des Winkelbereichs $0^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 90^\circ$ hinreichend.

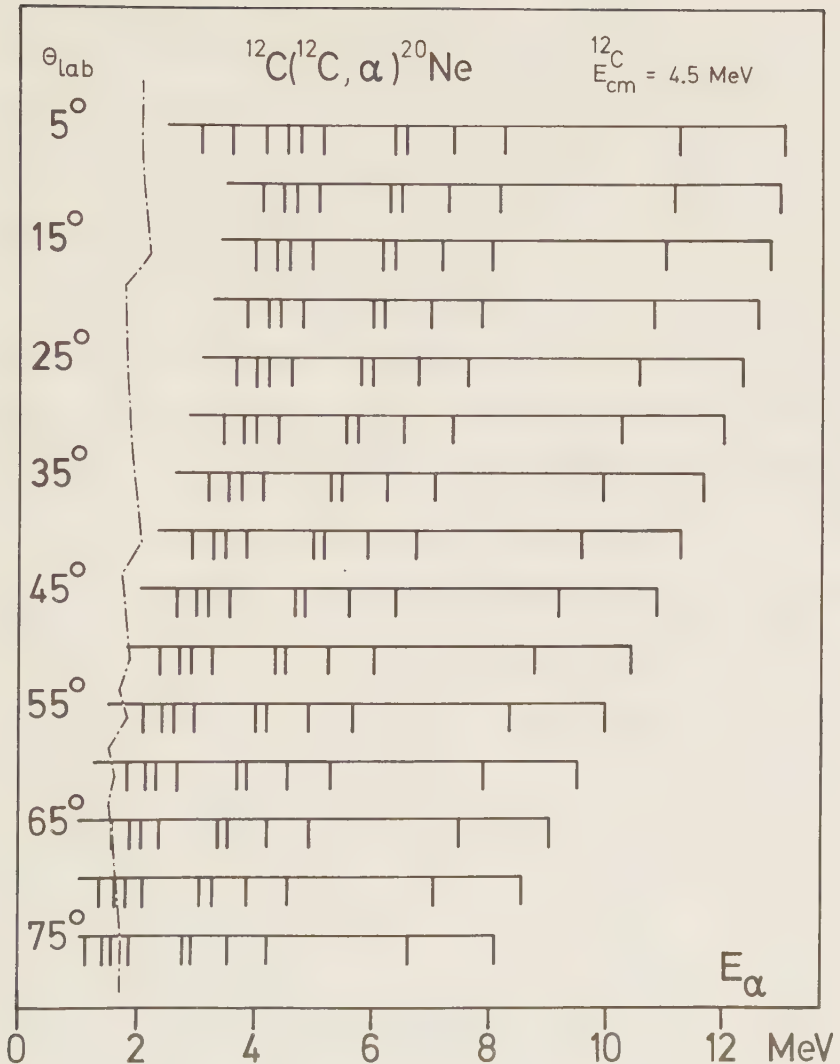


Abb.5 Kinematik der ^{20}Ne Restkern-Spektren. Die strichpunktuierte Linie gibt die Restenergie derjenigen α -Teilchen an, die den 6.72 MeV Zustand in ^{20}Ne (α_6) bevölkern, nachdem sie den entsprechenden Al-Absorber durchlaufen haben.

Ein Problem beim Nachweis von α -Teilchen stellen in der Regel die leichteren Teilchen Proton, Deuteron und Triton dar. Im Falle des vorliegenden Experiments ist von diesen Teilchen-Kanälen nur der Protonen-Ausgangskanal offen; Deuteronen- und Tritonen-Ausgangskanäle sind im untersuchten Energiebereich wegen stark negativer Q-Werte geschlossen. In diesem speziellen Fall ist damit die Möglichkeit gegeben α -Teilchen und Protonen mit Hilfe der Sperrschicht-tiefen-Trennung zu separieren. Man verwendet sehr dünne Zähler, in denen zwar die α -Teilchen gestoppt werden, die Protonen aber, wegen des wesentlich geringeren Energieverlusts nur ein kleines Energiesignal verursachen. Um für verschiedene Einschußenergien jeweils optimale Verhältnisse zu schaffen, muß gewährleistet sein, daß die Si-Oberflächen-Sperrschichtzähler durch Veränderung der angelegten Spannung in einem weiten Bereich ihrer Schichttiefe ganz nach Bedarf dünner oder dicker gemacht werden können.

Dazu ein Beispiel: Der Detektor Nr. 594/1 ²³ mit einem spezifischen Widerstand von $0.75 \text{ k}\Omega \text{ cm}$, und einer maximalen Schichttiefe von 150μ , wurde im Subcoulomb-Bereich unter dem Winkel $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ$, bei höheren Energien unter $\theta_{\text{lab}} = 75^\circ$ eingesetzt. Die für die kleinste Einschußenergie erforderliche Schichttiefe betrug 60μ , für die höchste Projektilenergie 150μ . Um das Energiesignal der Protonen so klein wie möglich zu halten, sodaß es im α -Teilchen-Spektrum nicht stört, ist es nötig die Schichttiefe des Detektors so zu wählen, daß die höchstenergetischen α -Teilchen gerade noch gestoppt werden. Deshalb wurden vor Durchführung des Experiments sämtliche Nachweiszähler daraufhin untersucht, ob sie auch bei sehr kleinen Sperrschichttiefen brauchbare Signale liefern. Das Ergebnis zeigt Abb.6 am Beispiel des Detektors Nr. 594/1 .

Man erkennt, daß der Detektor auch bei sehr geringer Spannung eine bestimmte Sperrschichttiefe nicht unterschreitet (dazu ist zu bemerken, daß die Detektor-Spannungsversorgungen auch bei Stellung 0 Volt bereits eine geringe offset-Spannung liefern). Da die Peakbreite im Experiment im Wesentlichen durch die Winkel-Energie-Verschmierung bestimmt wird, ist es hier nicht von Bedeutung, ob der verwendete Detektor eine α -Teilchen-Auflösung von 20 oder 40 keV hat (5.5 MeV α -Teilchen), sofern die Energiesignale einwandfrei sind. Der Detektor aus Abb.6 kann also im Schichttiefen-Bereich 30 bis 150 μ eingesetzt werden; der steile Anstieg unterhalb 30 μ wird dadurch hervorgerufen, daß 5.5 MeV α 's unter 25 μ nicht mehr vollständig gestoppt werden.

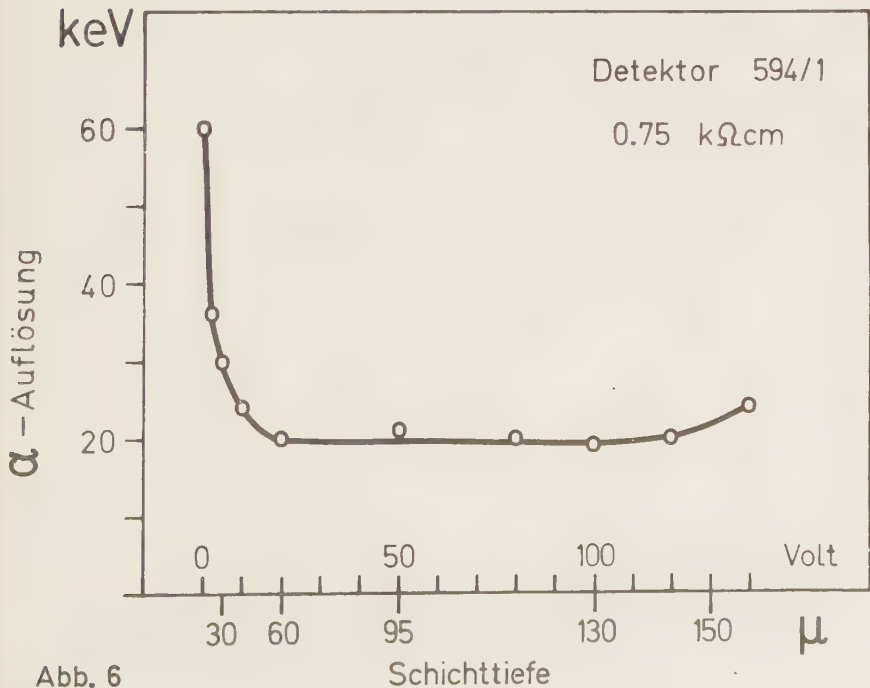


Abb. 6

Um während des Experiments feststellen zu können, ob der Detektor die richtige Schichttiefe hat, wird die Detektor-Spannung so lange erniedrigt, bis der Peak höchster Energie im Spektrum sich zu geringerer Energie hin verschiebt (siehe Abb.7).

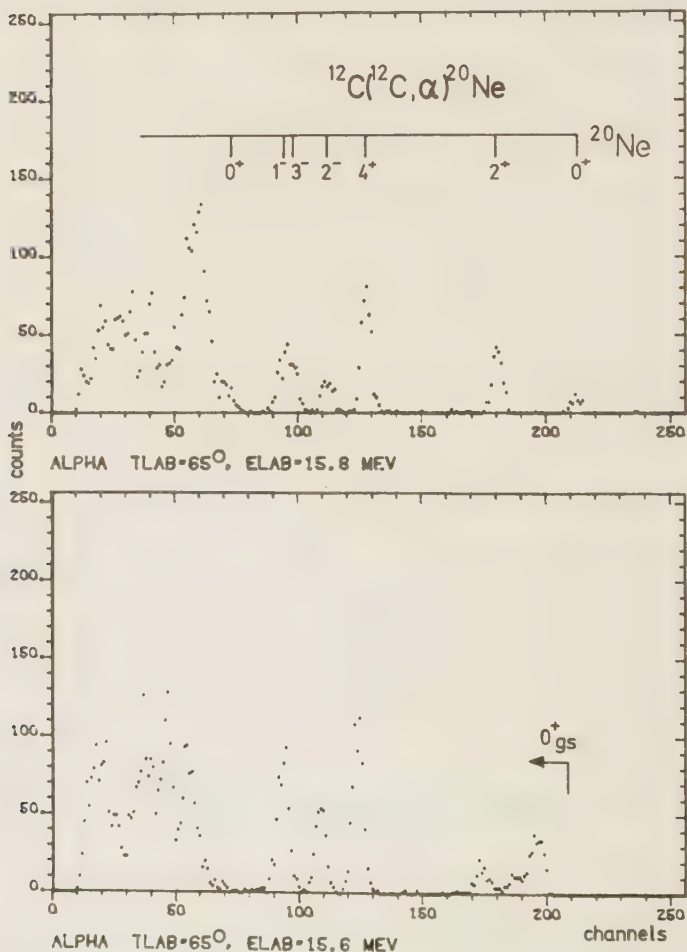


Abb.7 Vergleich von zwei α -Spektren mit richtiger Schichttiefe aufgenommen (oben), und etwas zu geringer Schichttiefe (darunter). Der 0⁺_{gs} ist dann energiewersoben.

Dies führt gleichzeitig zu einer Verbreiterung des verschobenen Peaks, verursacht durch Energiestraggling (u.U. auch durch Inhomogenitäten in der Schichttiefe).

Es läßt sich aber nicht vermeiden, daß oberhalb einer bestimmten Sperrschichttiefe die Protonen im α -Zähler ein merkliches Energiesignal hinterlassen. Hier liegt der glückliche Umstand vor, daß alle durch den dünnen Zähler hindurchgehenden Protonen ein im wesentlichen konstantes Energieverlust-Signal erzeugen. Dies wird in Abb.8 verdeutlicht.

Dadurch wird die Möglichkeit begrenzt, niederenergetische α -Teilchen mit Hilfe der Sperrschichttiefen-Trennung nachzuweisen. Im Falle der Reaktionen $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ war es nicht mehr möglich α -Teilchen zu spektroskopieren, deren Energie unter 2.0 MeV lag.

Beachtet werden muß weiter, daß das Kohlenstoff-Target in der Regel mit Spuren von Wasserdampf kontaminiert ist, zB. in Form von Wasserdampf. Die ^{12}C -Projektile schlagen diese Wasserstoffionen aus dem Target heraus. Man erhält unter Vorwärtswinkeln einen niederenergetischen Protonen-Spike, sowohl im elastischen, als auch im α -Teilchen-Spektrum (siehe Abb.9 und 10).

In der Praxis begrenzt dieser Spike den Nachweis niederenergetischer α -Teilchen unter Vorwärtswinkeln bis etwa $\Theta_{\text{lab}}=30^\circ$; darüber ist er so niederenergetisch, daß er aus den α -Spektren verschwindet. Da jedoch aus bereits genannten Gründen α -Teilchen, die zu so hoch angeregten Zuständen in ^{20}Ne gehören, unter größeren Winkeln nicht mehr nachgewiesen werden können - und somit für diese auch keine Winkelverteilungen angegeben werden können - ist diese Beschränkung für das vorliegende Experiment nicht von Bedeutung.

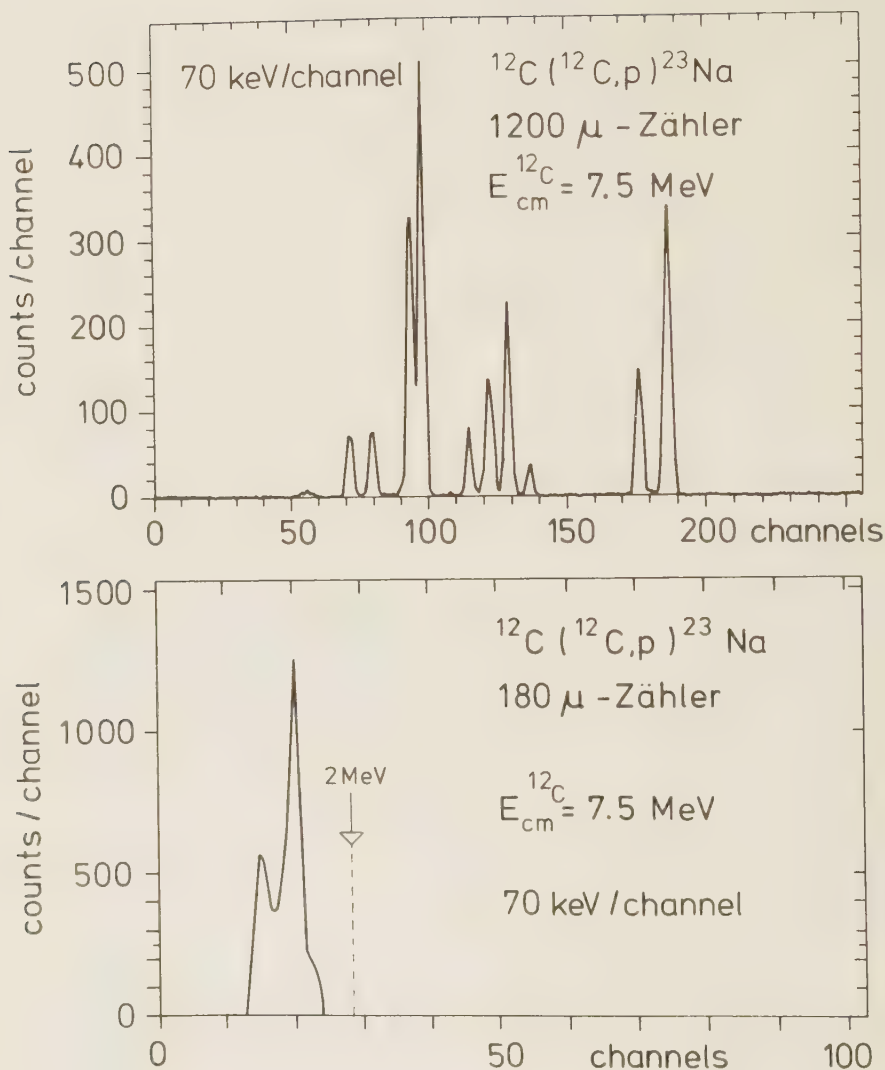


Abb.8 Protonen-Signale in einem Zähler mit großer Sperrschichttiefe und in einem dünnen Zähler unter dem selben Meßwinkel $\theta_{\text{cm}} \approx 17^\circ$.

counts

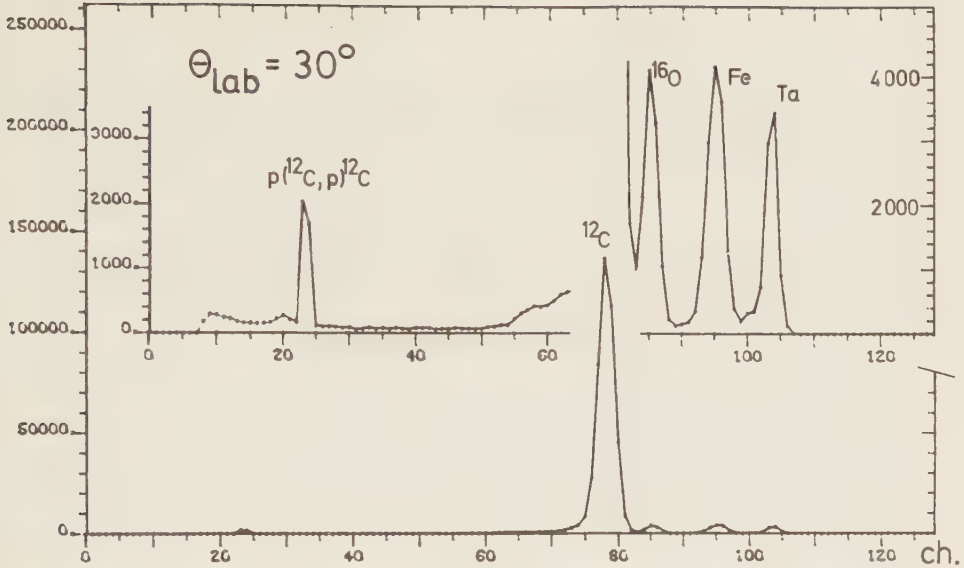


Abb.9 ELAST. STREUUNG VON ^{12}C AN KOHLENSTOFF-TARGET, $E_{\text{cm}} = 4.04 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$

COUNTS

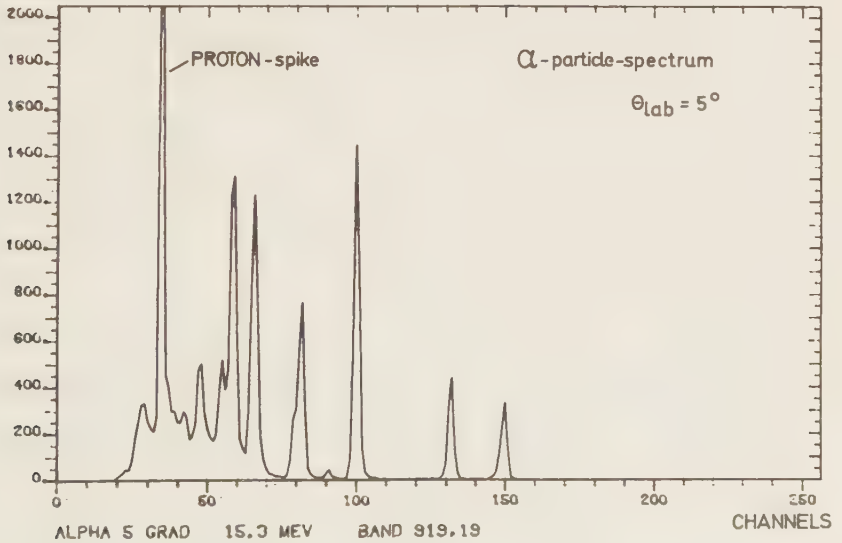


Abb.10 α -Teilchen-Spektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{20}\text{Ne})$ mit dem Spike der rausgeschlagenen Protonen $p(^{12}\text{C}, p)^{12}\text{C}$.

B) Die Kohlenstofftargets

Die Kohlenstofftargets wurden aus 98% isotoopenreinem ^{12}C hergestellt. Im Experiment wurden Targets verwendet, die 8-15 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick waren und nur sehr geringe Spuren von Verunreinigungen aufwiesen. Abb.11 zeigt die prozentuale Target-Zusammensetzung am Beispiel eines Targets; alle Targets wurden auf ihre Zusammensetzung hin analysiert, wobei sich keine nennenswerten Unterschiede ergaben. Da es von entscheidender Bedeutung ist, die Targetdicke so genau wie möglich zu kennen, um den absoluten Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte klein zu halten - der Fehler bei der Targetdickenbestimmung geht direkt in den Wirkungsquerschnitt ein - , wurde die Targetdicke durch zwei von einander unabhängige Meßmethoden bestimmt :

- (i) Mit einem α -Präparat (^{241}Am) von 5.5 MeV; der spezifische Energieverlust der emittierten α -Teilchen im Target ist bekannt ²⁴, und durch Bestimmung des Energieverlusts im Target erhält man sofort die Targetdicke in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.
- (ii) Mittels der elastischen Streuung; bei bekanntem Raumwinkel analysiert man das Target unter einem Meßwinkel, und bei einer Einschußenergie für die Rutherfordstreuung angenommen werden darf. Man erhält hierbei auch Aufschluß über die Target-Zusammensetzung (Abb.11).

Beide Methoden sollten im Falle vernachlässigbar kleiner Target-Verunreinigungen zum gleichen Ergebnis führen. Im vorliegenden Falle ergaben sich Abweichungen $\leq 10\%$, die wohl darauf zurückzuführen sind, daß es sehr schwierig ist, die Dicke so dünner Targets genauer als $\pm 10\%$ zu bestimmen.

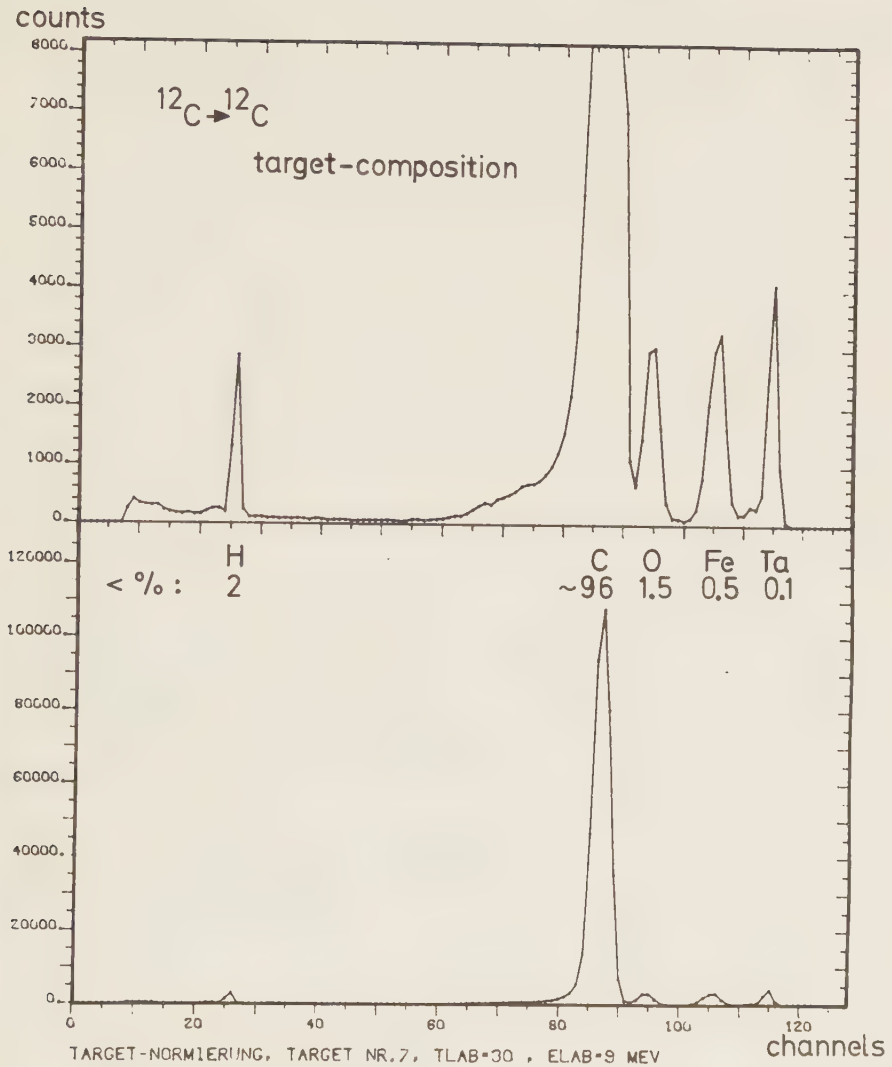


Abb.11 Targetanalyse und Targetdickenbestimmung durch Rutherford-Streuung

C) Die Normierung der Zählraten und ihre Korrektur auf Targetdickenzuwachs

Die Normierung der Zählraten erfolgte simultan durch folgende von einander unabhängige Methoden :

- (i) Stromintegration über einen vorgespannten Faradaycup.
- (ii) Messung der elastischen Streuung von ^{12}C an ^{12}C mit zwei fest eingebauten Monitorzählern unter $\Theta_{\text{lab}} = 15^\circ$ und 30° , deren Raumwinkel vorher sehr genau bestimmt wurden.
- (iii) Messung der elastischen Streuung von ^{12}C an den schweren Target-Verunreinigungen unter $\Theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ (siehe Abb.11); der Anteil dieser Verunreinigungen in den Targets war zu Beginn der Messungen genau ermittelt worden.

Alle drei Methoden zur Normierung lieferten unabhängig von einander konsistente Ergebnisse, innerhalb einer zu vernachlässigenden Fehlergrenze. Bei Methode (i) muß beachtet werden, daß sich der Ladungszustand des Projektils beim Durchgang durch das Target zu einem höheren effektiven Ladungszustand hin verschiebt; dies berücksichtigt man durch experimentelle Bestimmung des energieabhängigen Target(-rein-raus-)faktors für den jeweiligen Ladungszustand des Projektils.

Einem Phänomen wurde besondere Aufmerksamkeit gewidmet, dem Targetdickenzuwachs. Dieser entsteht offenbar dadurch, daß sich der heiße Target-Brennfleck mit Kohlenstoff belegt, der von geackten Ölen, gasendem Material etc. herrührt. Das ist deshalb besonders problematisch, da das Target in unserem Fall aus dem gleichen Material besteht, mit dem es zuwächst, was bei Nichtberücksichtigung zu katastrophal großen Fehlern, sowohl im relativen Verlauf der Anregungsfunktionen, als auch im absoluten Wirkungsquerschnitt führt. Dabei spielt das Kammerendvakuum offenbar nicht allein die

entscheidende Rolle. Im vorliegenden Experiment lag das Kammer-vakuum in der Größenordnung von 10^{-6} Torr, jedoch ist das Problem des Targetdickenzuwachses auch bei besserem Endvakuum bekannt. Vollständig kohlenstoffreies Vakuum kann nur schwer erreicht werden, wenn die Streukammer ständig geöffnet und wieder gepumpt wird. Das Problem mußte also auf andere Weise gelöst werden : Zwei Monitorzähler unter $\Theta_{\text{lab}} = 15^\circ$ und 30° registrierten die elastische Streuung von ^{12}C an ^{12}C und den schweren Verunreinigungen; die elastischen Zählraten wurden auf die $1/E^2$ -Abhängigkeit der Rutherford-Streuung korrigiert. Bei gleichbleibender Targetdicke führt dies über der Energie aufgetragen zu einem konstanten Verhalten. Kurz bevor ein Target gewechselt wurde, weil es bereits zu stark zugewachsen war, wurde eine Nachmessung um die Energie herum, bei der das Target erstmals beschossen wurde, vorgenommen.

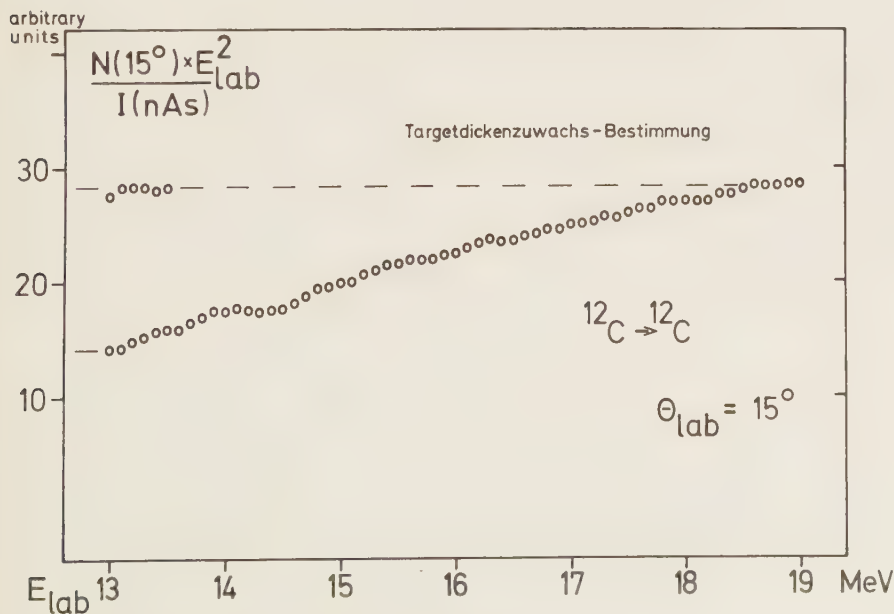


Abb.12 Bestimmung des Targetdickenzuwachses

Die tatsächliche Einschußenergie ist die Projektilenergie abzüglich den Energieverlust des Projektils im Target; dies muß bei einer Nachmessung, mit inzwischen dicker gewordenem Target, verständlicherweise berücksichtigt werden. Man erhält so den totalen Zuwachs des Targets bis zu dem Zeitpunkt, zu dem es gewechselt wurde (siehe Abb.12). Es zeigte sich, daß der differentielle Zuwachs pro Einheit des Stromintegrals praktisch konstant verläuft; er war kleiner als $10^{-6} \mu\text{g}/(\text{cm}^2 \text{nAs})$.

Die Korrektur auf Targetdickenzuwachs wurde also wie folgt vorgenommen : zur Anfangsdicke des Targets wird der differentielle Zuwachsfaktor, multipliziert mit der Summe der Stromintegrale I bis zur jeweiligen Energie E_{lab} , addiert. Man kann den Targetdickenzuwachs auch direkt aus Abb.12 entnehmen.

D) Der Experimentelle Aufbau

Zur simultanen Messung von Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$, wurden 15 Si-Oberflächen-Sperrschicht-Zähler, in 5° Schritten zwischen 5° und 75° , in ein Multidetektor-System eingebaut, das den Einbau von verschiedenen Absorbern und Blenden erlaubt, bei konstantem Abstand von 160 mm zum Target-Zentrum. Es wurden Blenden mit exakt gleichem Durchmesser verwendet, sodaß der Raumwinkel $d\Omega$ für alle α -Zähler gleich war; bei den Messungen oberhalb des Coulombwalls betrug $d\Omega = 0.77$ msr, unter dem Coulombwall war $d\Omega = 1.50$ msr.

Ergänzend dazu war unter einem Winkel von $\Theta_{\text{lab}} = 160^\circ$, und mit einem Raumwinkel von $d\Omega = 3.07$ msr, ein Zähler zur Messung von Protonen der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{20}\text{Ne}$ installiert, der mit einem Absorber von 30μ (15μ) versehen war; in dem einfallende α -Teilchen gestoppt wurden. Ein Spektrum dieses Zählers zeigt Abb.8 .

Zu Normierzwecken wurden zwei Zähler für die elastische Streuung unter $\Theta_{\text{lab}} = 15^\circ$ und 30° eingebaut, mit Raumwinkeln von $d\Omega = 2.76 \cdot 10^{-3}$ msr und $d\Omega = 3.07 \cdot 10^{-2}$ msr. Spektren des 30° -Zählers zeigen die Abbildungen 9 und 11 .

Das System Streukammer-Strahlrohr ist in seinen wesentlichen Zügen seit Jahren Standart der Erlanger Schwerionen-Gruppe, wenngleich es im Rahmen eines Umzugs in eine andere Targethalle vollständig neu aufgebaut wurde, bevor die vorliegenden Messungen durchgeführt wurden. Kernstücke dieser Anlage sind :

eine Streukammer von 50 cm Durchmesser, mit je einem oberen und unteren Drehteller, in der vor allem Multidetektor-Experimente vorgenommen werden; eine um 6° geneigte Flugzeit-Streukammer ²⁵, die aus zwei gegeneinander verdrehbaren Hälften besteht, und im

Gegensatz zu den üblichen Bandkammern, Messungen über den vollen Winkelbereich gestattet.

Es soll hier nicht näher darauf eingegangen werden; in Abb.13 ist der vordere Teil dieser Anlage skizziert.

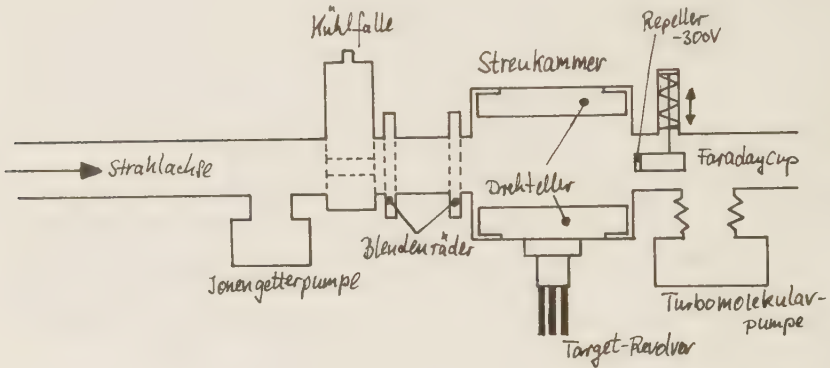


Abb.13 Skizze eines Teils des Strahlrohrs der Erlanger Schwerionen-Gruppe

16 Zähler liefen über ein Routingsystem²⁶ und einen ADC in eine PDP 7 Analysiermaschine; wobei es möglich war während der Analyse beliebige Einzelspektren zu betrachten und zu integrieren. Jedes Einzelspektrum hatte eine Länge von 256 Kanälen. Der Protonen-zähler und die beiden elastischen Zähler liefen, getrennt über je einen ADC, in eine PDP 11, mit einer Spektrumslänge von je 1024 kanälen. Um unterschiedliche Totzeit-Korrekturen auszugleichen, wurde der Zähler für die elastische Streuung unter $\theta_{lab}=15^\circ$ in beide Analysiermaschinen eingespeist; hierbei zeigten sich keine Unterschiede. Der Teilchenstrom lag unter 1kHz, - die Raumwinkel der Zähler für die elastische Streuung wurden entsprechend gewählt.

E) Aufbereitung der Meßwerte

Die Peaks bzw. Peakgruppen der einzelnen Spektren wurden an einer PDP 15 Auswertemaschine integriert, und die Integrale, nach Meßwinkel und Anregungszustand sortiert, auf Lochstreifen ausgegeben ²⁷. Aus den Lochstreifen wurden an einer CDC 3300 ²⁸ Lochkarten generiert und beschriftet, welche an einer Siemens 306 mit dem Programm-Code DAGO ²⁹ verarbeitet wurden. Dieser Code berechnet den absoluten Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung von :

- (i) Energieverlust des Projektils im Target,
- (ii) Targetdicken-Zuwachs,
- (iii) linearen Öffnungswinkeln der Zähler.

Weiter berechnet er den winkelintegrierten Wirkungsquerschnitt σ_{tot} mittels eines Legendrepolynom-Fits, für eine vorgegebene Zahl L-Werte, und σ_{tot} mittels eines numerischen Verfahrens (Treppenkurve).

Die Winkelintegration erfolgte durch $\sigma_{\text{tot}} = \frac{2\pi}{180^\circ} \sum_i \sigma_i(\theta_i) \Delta\theta_i \sin\theta_i$

wobei $\Delta\theta_i$ die Summe der beiden halben Abstände zu den CM-Winkeln

θ_{i-1} und θ_{i+1} darstellt. Andererseits läßt sich der differentielle

Wirkungsquerschnitt physikalisch darstellen als ³⁰ $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \chi^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell}^2 P_{\ell}^2(\cos\theta)$

womit man nach Integration über das gesamte Reaktionsvolumen den

Ausdruck $\sigma_{\text{tot}} = 4\pi\chi^2 A_0$ für den totalen Wirkungsquerschnitt erhält ³⁰; wegen der Orthogonalität der Legendre-Polynome trägt nach

Integration nur noch der Term mit L=0 bei. Die Absolutwerte der

Koeffizienten A_{ℓ} werden in der Höhe an die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte unter Vorwärtswinkeln angepaßt.

Die Übereinstimmung beider Verfahren war vorzüglich; in der Regel wichen die Ergebnisse um weniger als 2% von einander ab.

Der Code bestimmt einen maximalen Fehler für σ_{tot} unter Berücksichtigung des Statistikfehlers, indem er maximal von einander ab-

weichende Fits durch die Fehlerbalken der einzelnen Meßpunkte legt. Die Methode wird in Abb.14 veranschaulicht.

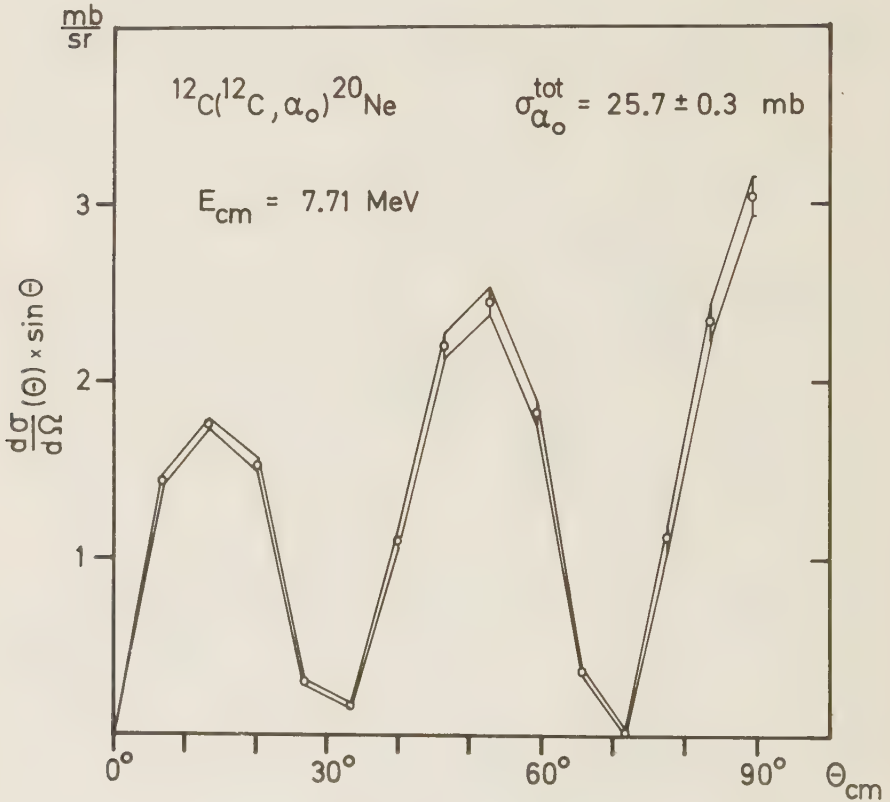


Abb.14 Bestimmung eines maximalen Fehlers für $\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \chi^2 A_0$

In den Legendrepolynom-Fits der Winkelverteilungen $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} A_l P_l(\cos \theta)$ wird die Anzahl der berücksichtigten l -Werte sukzessiv solange erhöht, bis der Fit die experimentellen Werte gut wiedergibt. Als obere Grenze l_{max} dient eine, für die jeweilige Einschußenergie physikalisch sinnvolle Anzahl l -Werte. Darunter ist folgendes zu

verstehen :

Wenn zB., aufgrund der geringen Einschüßenergie, im Eingangs-
kanal die Transmissionskoeffizienten für höhere Partialwellen als
L=4 verschwindend klein sind, so ist die physikalisch sinnvolle
Anzahl l-Werte, aufgrund der Identität ³⁰ von $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \sum_{l=0}^4 a_L P_l(\cos\theta) \right|^2$
(a_L komplex) und $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_{l=0}^8 A_l P_l(\cos\theta)$ (A_l reell), gegeben durch
 $l_{\max} \leq \frac{2L}{L'}$, mit L und L' als größten Partialwellen in Eingangs-
und Ausgangskanal. (Um keine Verwirrung aufkommen zu lassen :
der Faktor 2 kommt einzig daher, daß Legendrepolynom-Fits mit reellen
Koeffizienten verwendet werden.)

```
EC = 8.113 PEV
PEAK NR = 4 2= E = 4.968 MEV
WINKELVERTEILUNG SYMMETRISCH UM 90 GRAD
CM-WINKEL IN GRAD, CM-WIRKUNGSQUERSCHNITTE IN MB/SR

TCH SIQ DSIC THEO DTHEO
7.3 0.669E+00 0.469E-01 0.688E+00 0.190E-01 0.41
14.6 0.242E+01 0.51E-01 0.327E+01 0.158E+00 1.88
21.8 0.595E+01 0.532E-01 0.511E+01 0.168E+00 1.99
29.0 0.260E+01 0.908E-01 0.264E+01 0.435E-01 0.48
35.1 0.171E+01 0.747E-01 0.135E+01 0.168E+00 2.25
43.2 0.707E+00 0.488E-01 0.792E+00 0.849E-01 1.76
50.2 0.709E+00 0.493E-01 0.645E+00 0.645E-01 1.31
57.7 0.704E+00 0.503E-01 0.742E+00 0.377E-01 0.75
63.9 0.756E+00 0.536E-01 0.718E+00 0.380E-01 0.71
71.5 0.488E+00 0.440E-01 0.532E+00 0.439E-01 1.00
77.0 0.395E+00 0.406E-01 0.311E+00 0.642E-01 1.88
83.3 0.174E+00 0.270E-01 0.112E+00 0.384E-01 1.39
89.5 0.405E+00 0.310E-01 0.175E+00 0.293E-01 0.94
95.5 0.195E+00 0.314E-01 0.199E+00 0.233E-02 0.13

T = 0.175E+01 N = 504
L A(L)
0 0.906E+00 ( 2.7E-01) 4*PI*A(0) = 0.114E+02 mb
2 0.152E+01 ( 6.6E-01)
4 0.296E+00 ( 6.8 )
6 -0.400E+00 ( 6.8 )
8 -0.167E+01 ( 0.8E-01)
10 -0.681E+00 ( 0.8E-01)
12 -0.810E-01 ( 0.8 )

FEHLER = 1.7 PROZENT
MARKENABSTAND = 1 DEKADE(N) GROSSESTE MARKE = 1000 0
```

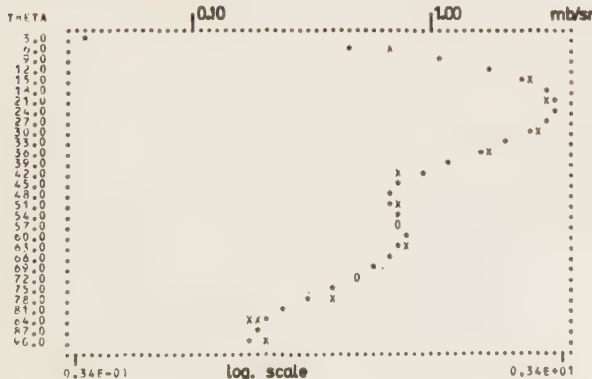


Abb.15
Originalausdruck
des Programcodes
DAGO

Aus verschiedenen Gründen erscheint es wichtig, das Verhalten der Partialwellen im Eingangskanal zu kennen, das heißt aber, das

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential :

(i) Um physikalisch sinnvolle Legendrepolynom-Fits $\sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} A_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta)$ für die Winkelverteilungen der einzelnen Zustände zu erhalten, ist es wichtig zu wissen, welches der jeweils maximale ℓ -Wert ist, der bei einer bestimmten Einschußenergie noch beiträgt. Die Mitnahme höherer ℓ -Werte zur "Verbesserung" des Fits ist unsinnig.

(ii) Die Analyse von Winkelverteilungen wird stark erleichtert, insbesondere, wenn die Wirkungsquerschnitte sehr klein sind. Nehmen wir zB. eine Winkelverteilung mit reinem $P_4(\cos\theta)^2$ -Verhalten (wie man dies zB. für eine reine $J=4$ -Resonanz erwartet, wenn alle beteiligten Reaktionspartner Spin=0 Teilchen sind.), und hohen Zählraten (stat. Fehler $<1\%$), so wird ein $\sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} A_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta)$ -Fit, unabhängig von der Zahl der verwendeten ℓ -Werte - also unabhängig von $\ell_{\max}$ - immer zum gleichen Ergebnis führen. Alle Koeffizienten A_1 mit $\ell > 8$ sind gleich Null; die Koeffizienten-Verhältnisse A_i/A_0 ($i=2$ bis 8) haben exakt die Werte, die man für $P_4(\cos\theta)^2$ erwartet. Nun sind aber einzelne Meßpunkte, die in der Gegend von Minima liegen mit stat. Fehlern behaftet, die durchaus groß sein können. Ein $P_4(\cos\theta)^2$ -Fit mag zwar innerhalb der, bzw. sehr dicht neben den Fehlergrenzen liegen, die Mitnahme höherer ℓ -Werte "verbessert" den Fit, indem vermeintliche Höcker mitberücksichtigt werden.

Dadurch ändert sich in der Regel der Koeffizient A_0 - dh. der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt - nur wenig, wohl aber uU. die übrigen Koeffizienten A_i so stark, daß die Koeffizienten-Verhältnisse A_i/A_0 ($i=2$ bis 8) keinerlei Ähnlichkeit mehr mit den Werten haben, die man für $P_4(\cos\theta)^2$ erwartet; obwohl die Winkelverteilung ganz offensichtlich gut mit einem $P_4(\cos\theta)^2$ -Fit wiedergegeben wer-

den kann. Es ist leicht einsichtig, daß die Situation für eine Winkelverteilung, die kein reines $P_1(\cos\theta)^2$ -Verhalten zeigt - was üblicherweise der Fall ist - , die aber stark strukturiert ist, nur komplizierter wird.

(iii) Als Faustregel ist folgendes anzumerken: Anzahl der Meßpunkte einer Winkelverteilung $\geq 2 \cdot l_{\max}$; dh. durch Kenntnis von $l_{\max}$ erhält man eine Aussage darüber, wieviel Meßpunkte die Winkelverteilung mindestens aufweisen sollte. In diesem Falle ungefähr 32 verschiedene Meßwinkel zwischen $0^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 180^\circ$, die aufgrund der durch den Eingangskanal hervorgerufenen Symmetrie um $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, auf etwa 16 Meßwinkel zwischen $0^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 90^\circ$ reduziert werden.

(iiii) Hat man es mit umfangreichem Datenmaterial zu tun (in dieser Arbeit etwa 200 Energiepkte. $\times$ 15 Meßwinkel $\times$ 10 integrierte Peaks = 30:000 Werte auf Lochkarten!), so muß man damit rechnen, daß sich ganz profane Fehler einschleichen. Seien es nun Integrationsfehler, oder Fehler beim Stanzen von Lochstreifen oder Lochkarten. Fehlerhafte Werte, die um ein Vielfaches über oder unter dem richtigen Wert liegen, wird man im Winkelverteilungs-Plot sofort entdecken, und kann sie eliminieren; liegt der fehlerhafte Wert jedoch in der Nähe des richtigen, kann er uU. unentdeckt bleiben. Man wird also damit leben müssen, daß der eine oder andere fehlerhafte Wert - so er nicht augenfällig von benachbarten Werten abweicht - , trotz aller Bemühungen im Datensatz verbleibt. Welche Auswirkungen hat das nun auf die Form der Winkelverteilung und den totalen Wirkungsquerschnitt? Wenn man das physikalisch sinnvolle $l_{\max}$ kennt, wird der $\sum_{\ell=0}^{l_{\max}} A_\ell P_\ell(\cos\theta)$ -Fit nicht in der Lage sein einen herausfallenden Wert zu erfassen - dh. es ändert sich weder die Form der Winkelverteilung, noch der totale Wirkungsquerschnitt.

Dies wurde durch künstlich herbeigeführte Fehler untersucht und bestätigt. Anders hingegen kann man den fehlerhaften Wert, durch Mitnahme von Legendrepolynomen höherer Ordnung, sehr leicht in den Fit "optimal" mit einbeziehen; damit ändern sich sowohl die Form der Winkelverteilung, als auch der Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt. Es erscheint somit auch aus diesem Grunde sinnvoll, die Legendrepolynomfits in der Zahl der mitgenommenen l -Werte zu beschränken.

Umgekehrt erhält man, durch experimentelle Bestimmung von $l_{\max}$ für bestimmte Energiebereiche, eine Aussage darüber, wie die optischen Potentiale in Eingangs- und Ausgangskanal beschaffen sein müssen. Hierauf wird im weiteren Verlauf noch näher eingegangen.

III Meßergebnisse und Diskussion

- A) Die Anregungsfunktionen für die totalen Wirkungsquerschnitte der α -Teilchen-Ausgangskanäle der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 12.7$ MeV.

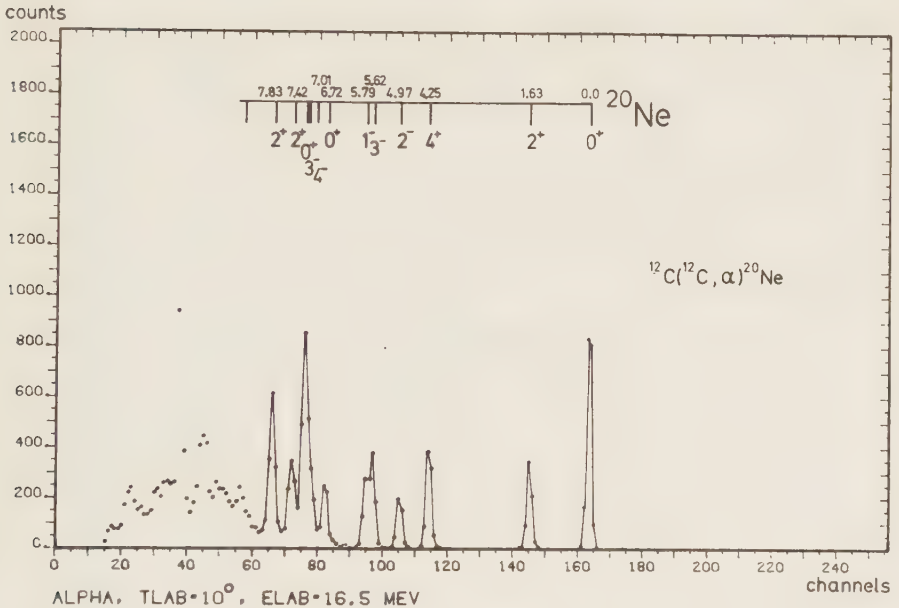


Abb.16 α -Teilchen-Spektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$

Abb.16 zeigt ein α -Teilchen-Spektrum der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$; das Niveauschema des Restkerns ^{20}Ne ist eingeblendet - unter Angabe von Anregungsenergie und Spin jedes Zustands. Folgende Einzelpeaks bzw. Peakgruppen wurden integriert: 0^+_{gs} , die angeregten Zustände bei $E_x=1.63$ (2^+), 4.25 (4^+), 4.97 (2^-), 5.62/5.79 ($3^-/1^-$), 6.72 (0^+) und 7.83 MeV (2^+), die Summe 6.72 bis 7.42 MeV. Diese Zustände sind in Abb.16 mit durchgezogenen Linien hervorgehoben. Die mittlere

Energieauflösung der α -Teilchen-Peaks beträgt ~ 100 keV. Unterhalb des Coulombwalls konnten winkelintegrierte Anregungsfunktionen für die ersten 6 Zustände in ^{20}Ne (0^+_{gs} bis $3^-/1^-$) gebildet werden; ab dem Coulombwall ($E_{\text{cb}} = 6.7$ MeV) war es möglich winkelintegrierte Anregungsfunktionen für die ersten 11 Zustände in ^{20}Ne anzugeben (0^+_{gs} bis $2^+7.42$ MeV). Über $E_{\text{cm}} \geq 7.6$ MeV konnten dann auch Winkelverteilungen für den $2^+7.83$ MeV Zustand gebildet werden. Ein Blick auf Abb. 16 zeigt, daß sich im Niveauschema des Restkerns ^{20}Ne hinter dem $2^+7.83$ MeV Zustand eine Lücke befindet, so daß die Integration bis einschließlich dieses Zustands eindeutig erfolgen kann. Darüber liegen die ^{20}Ne -Niveaus so dicht, daß eine Trennung nur mehr mit einem Magnetspektrometer möglich erscheint. Die Absolutwerte der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte liegen mit sehr großer Sicherheit unter einem absoluten Fehler von $\pm 15\%$. Diese $\pm 15\%$ stellen eine obere Fehlergrenze dar, die für die angegebenen Wirkungsquerschnitte unterhalb $E_{\text{cm}} < 5$ MeV, bedingt durch die hier nicht so gute Zählratenstatistik, zutreffend sind; oberhalb $E_{\text{cm}} > 5$ MeV ist der absolute Fehler kleiner, da systematische Fehler, durch sehr genaue Bestimmung von Targetdicke und Targetdickenzuwachs, klein gehalten werden konnten (siehe Teil II der Arbeit). Die relativen Fehler sind über $E_{\text{cm}} = 5$ MeV sehr klein, und liegen in der Gegend von wenigen Prozent (um $\sim 2\%$).

Der Vergleich, von in dieser Arbeit bestimmten Absolutwerten für die totalen Wirkungsquerschnitte von $\sum_{i=0}^5 \sigma_i$, mit den Messungen von Mazarakis und Stephens³¹ und Patterson et al.³² im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 5.5$ MeV liefert gute Übereinstimmung; allerdings wurde in refs. 31 und 32 nur in groben Schritten gemessen. Hingegen sind die von ABK³ zwischen $5.5 \leq E_{\text{cm}} \leq 6.2$ MeV angegebenen Wirkungsquerschnitte um einen knappen Faktor 2 zu groß.

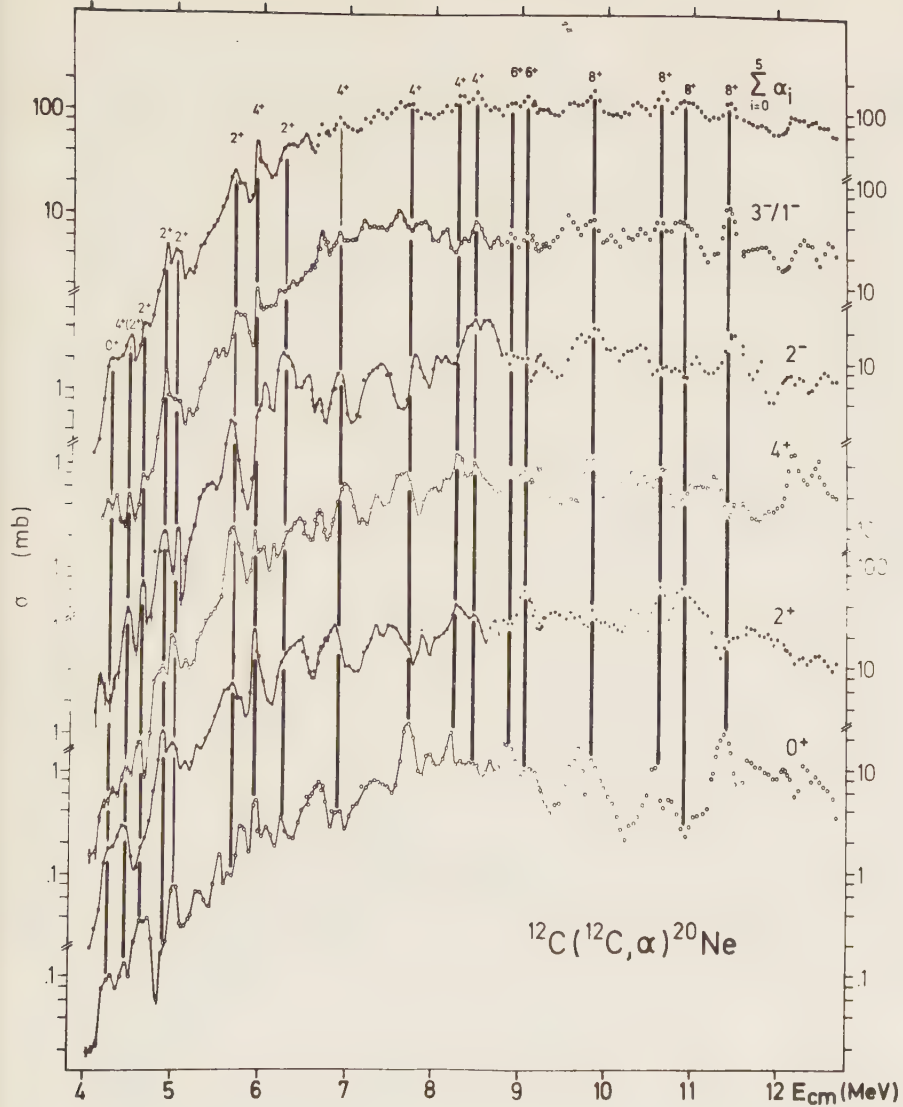


Abb.17: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte für die 6 am tiefsten liegenden Zustände in ^{20}Ne , die durchgezogenen Linien sind Sichthilfen. Die senkrechten Linien markieren die ermittelten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen.

Die Absolutwerte der Messungen von Erb et al.³³ zwischen $6.5 \leq E_{cm} \leq 11$ MeV, die in der Höhe an die ältere Messung von Almqvist et al.³⁴ angepaßt wurden, sind um einen Faktor 3 zu groß. Zu bemerken ist, daß der relative Verlauf, der von Erb gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für die ersten 4 Zustände in ^{20}Ne (0^+_{gs} bis $2^-_{4.97}$ MeV), gut mit demjenigen dieser Arbeit übereinstimmt.

Abb.17 zeigt einen Teil der Messungen dieser Arbeit : Die totalen Wirkungsquerschnitte für die 6 tiefstliegenden Zustände in ^{20}Ne im Energiebereich $4.0 \leq E_{cm} \leq 12.7$ MeV; die durchgezogenen Linien sind Sichthilfen. Man erkennt deutlich, daß die Anregungsfunktionen der totalen Wirkungsquerschnitte für diese tiefliegenden Zustände bis in Höhe des Coulombwalls ($E_{cb}=6.7$ MeV) steil ansteigen; darüber verlaufen sie dann - abgesehen von ausgeprägten Strukturen, die Gegenstand der Untersuchungen dieser Arbeit sind - im Wesentlichen auf gleicher Höhe.

Unterhalb $E_{cm} \leq 5$ MeV ist die Summe der totalen Wirkungsquerschnitte der ersten 6 Zustände in ^{20}Ne praktisch mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für α -Teilchen gleichzusetzen, da höher angeregte Zustände nur sehr wenig beitragen. Daß dies nicht etwa an Beschränkungen durch die experimentelle Nachweismethode lag, wurde durch sorgfältige Überlegungen in dieser Richtung sichergestellt (siehe Teil II der Arbeit).

In Abb.18 sind die Anregungsfunktionen der tiefliegenden Zustände α_0 bis α_5 oberhalb des Coulombwalls in linearem Maßstab dargestellt. Abb.19 zeigt, ebenfalls in linearem Maßstab, die höher angeregten Zustände α_6 bis α_{11} . Man erkennt in den Abb.17 bis 19 eine Vielzahl von Strukturen in allen α -Ausgangskanälen. Es erhebt sich die Frage : handelt es sich nur um statistische Fluktuationen, oder muß man einen Teil als Resonanzen ansehen?

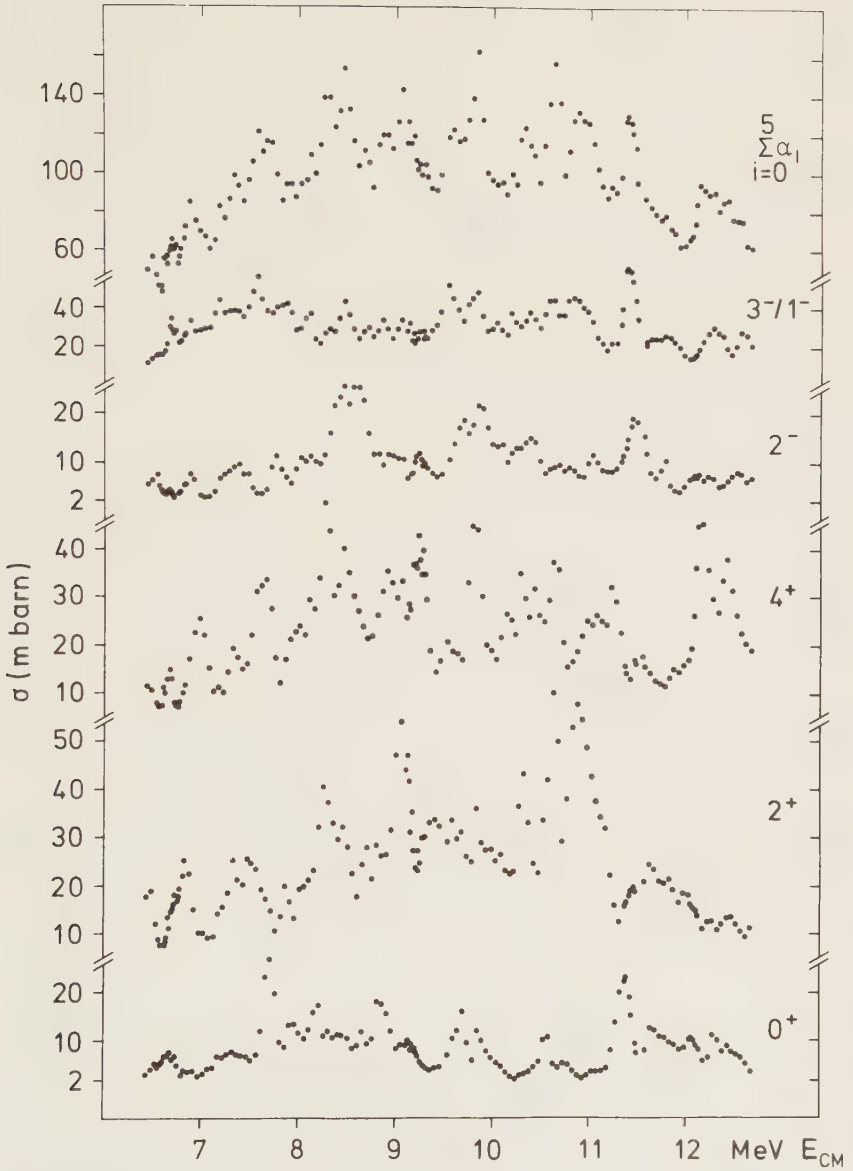


Abb. 18 Winkelintegrierter Wirkungsquerschnitt für die ersten 6 Zustände in ^{20}Ne oberhalb des Coulombwalls (6.7 MeV).

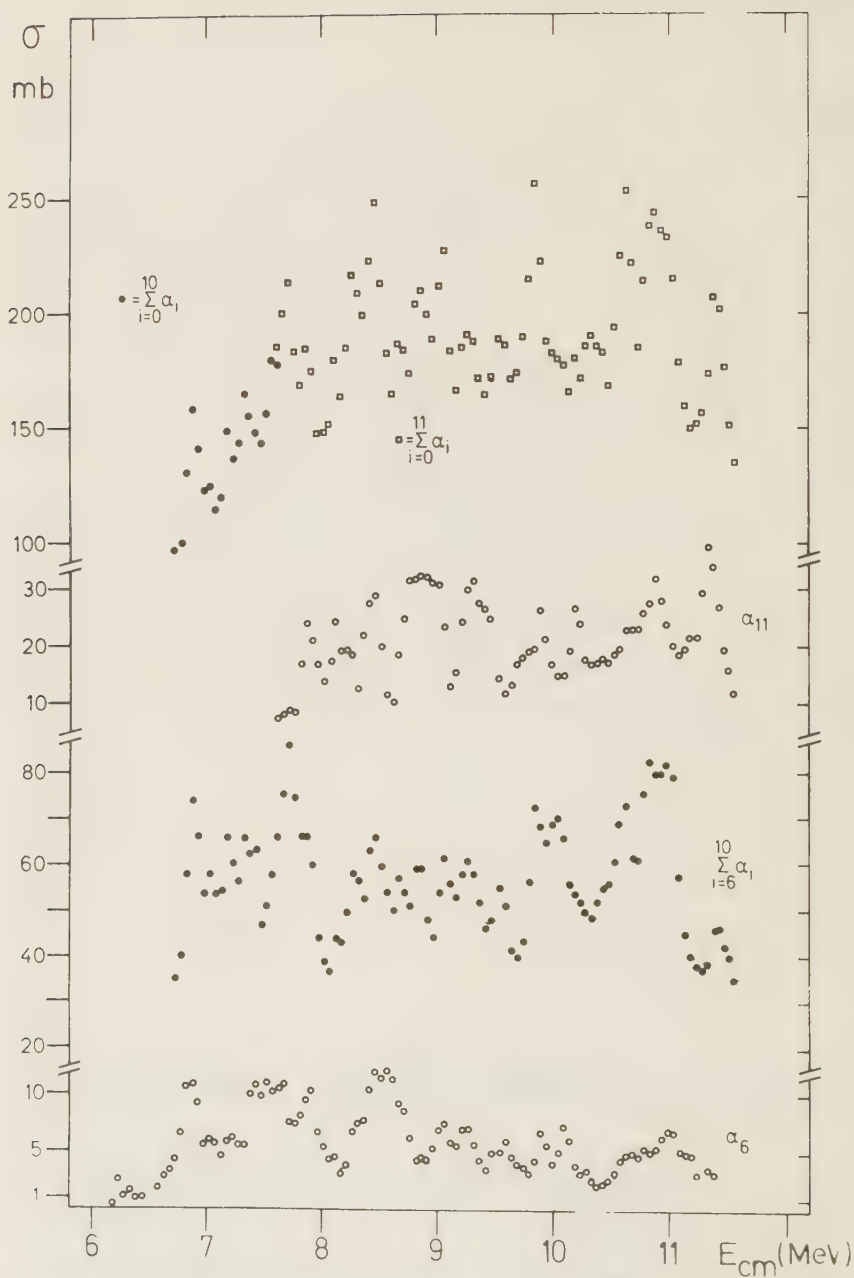


Abb. 19 Winkel-integrierter Wirkungsquerschnitt für α_6 bis α_{11} .

B) Die Bestimmung der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen

1) Kriterien zur Resonanzbestimmung

Die Entdeckung der ersten Resonanzen 1 im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ System erbrachte als kennzeichnendes Ergebnis Korrelationen zwischen den verschiedenen gemessenen Ausgangskanälen. In der Folgezeit wurde, bei der Suche nach vergleichbaren Resonanzen in anderen Schwerionen-Systemen, in der Regel nach Korrelationen zwischen den differentiellen Wirkungsquerschnitten verschiedener Ausgangskanäle, bzw. unter verschiedenen Meßwinkeln, gesucht, die außerhalb des Kohärenzwinkels liegen. ABK 1,3 erkannten bereits in der Anfangsphase der Suche nach intermediären Resonanzen in Schwerionen-Systemen, daß ein sicherer Nachweis dieser Resonanzen am besten durch Bildung von totalen, dh. winkelintegrierten, Wirkungsquerschnitten erfolgen sollte. Dies ist im ^{12}C - ^{12}C Fall, aufgrund der $\Theta_{\text{cm}}=90^\circ$ -Symmetrie vergleichsweise einfach durchzuführen. Schon die frühen Messungen der ^{12}C - ^{12}C Resonanzen knapp unterhalb des Coulombwalls von ABK 3 zeigten aber, daß die Korrelationen zwischen verschiedenen Ausgangskanälen an den Resonanzenergien nicht vollkommen sind. Offenbar ist der Resonanz-Mechanismus im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ System so beschaffen, daß nicht alle Ausgangskanäle gleichzeitig resonant bevölkert werden. In einigen Fällen gibt es dafür sehr einfache Erklärungen. So kann beispielsweise der $2^{-}4.97$ MeV Zustand, wegen seiner unnatürlichen Parität, durch eine $J^\pi=0^+$ Resonanz nicht bevölkert werden. Aufgrund der Erhaltung des Gesamt-Drehimpulses $\vec{J}^\pi = \vec{l}^\pi + \vec{s}^\pi$ folgt für $J^\pi=0^+ : \vec{l}^\pi = -\vec{s}^\pi$; dh. aber ein Zustand mit Spin $s=2$ kann nur über den relativen Bahndrehimpuls $l=2$ bevölkert werden, und wegen $0^+ = 2^+ - 2^+$, im Falle des 2^- -Zustands, nur unter Paritätsverletzung. Deshalb muß der 2^- -Zustand an der

Stelle einer $J^{\pi}=0^+$ Resonanz ein starkes Minimum zeigen; der Wirkungsquerschnitt wird nicht gleich Null, da stets ein gewisser nicht-resonanter Compoundkern-Untergrund vorhanden ist.

Weitaus häufiger tritt der Fall ein, daß bestimmte Zustände, wegen verschwindend kleiner Transmissionskoeffizienten T_1^{exit} im Ausgangskanal, durch einige Resonanzen nicht via Compoundkern-Zerfall bevölkert werden können. Hierauf wird bei der Besprechung der einzelnen Resonanzen noch näher eingegangen.

Jedoch reichen diese Erklärungen allein nicht aus, um die Selektivität des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanz-Mechanismus zu verstehen. Diese Frage wird im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit, wenigstens zum großen Teil, geklärt werden. Das Kriterium der Korrelation ist also notwendig, aber nicht hinreichend, zur Bestimmung der Resonanzen.

Zusätzliche Schwierigkeiten entstehen durch das Auftreten von statistischen Fluktuationen. Eine statistische Analyse von $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Anregungsfunktionen wurde erstmals von Almqvist et al.³⁴ durchgeführt. Die Untersuchungsmethoden wurden später vorallem von Stockstad³⁵ und Shapira³⁶ verfeinert. Diese Methoden wurden von der Erlanger Gruppe zB. bei der Analyse des $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Systems⁶, in dem keine intermediären Resonanzen auftreten, mit Erfolg angewandt, versagten im $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ Fall aber völlig.

Im untersuchten Energiebereich der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ werden Compoundkern-Zustände in ^{24}Mg bevölkert, die relativ breit sind ($\Gamma_{\text{CN}} \sim 140 \text{ keV}$), und einander stark überlappen ($D \sim 20 \text{ keV}$), wie man zB. Fluktuationsanalysen der Reaktion $p + ^{23}\text{Na}$ entnehmen kann¹². Jeder einzelne dieser Compoundkern-Zustände ist eine komplizierte Konfigurationsmischung, oder : die Wellenfunktion eines solchen Zustands enthält viele Beimischungen. Mißt man nun Anregungs-

funktionen mit hoher Energieauflösung $\Delta E \ll \Gamma_{CN}$ (im vorliegenden Experiment $\Delta E < 30$ keV), so können zwei Meßpunkte, die um mehr als die Compoundzustandsbreite ($E_j - E_i > \Gamma_{CN}$) von einander entfernt sind, auch völlig verschiedene Konfigurationsmischungen besitzen. Da der differentielle Wirkungsquerschnitt für jeden dieser Meßpunkte als kohärente Summe des Quadrats der Streuamplituden dargestellt werden kann $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |\sum_i f_i(\theta)|^2$ erhält man für diese beiden Meßpunkte auch völlig verschiedene Wirkungsquerschnitte. Es kommt also zu statistischen Schwankungen (Fluktuationen) des Wirkungsquerschnitts um den glatt verlaufenden Mittelwert, den man für den Compound-wirkungsquerschnitt, aufgrund der breiten überlappenden Zustände erwartet. Die mittlere Breite dieser nichtresonanten Wirkungsquerschnitts-Fluktuationen entspricht unglücklicherweise recht genau den Breiten der ebenfalls sehr schmalen $^{12}C + ^{12}C$ Resonanzen, die auf einen intermediären Resonanz-Mechanismus zurückzuführen sind. Damit ist eine Trennung von Fluktuationen und intermediären Resonanzen mittels Fluktuationsanalysen nicht möglich.

Fluktuationen in den differentiellen Wirkungsquerschnitten eines Ausgangskanals werden durch Winkelintegration gedämpft, und da sie in verschiedenen Reaktionskanälen nicht korreliert auftreten, - allerdings kann es zu dynamischen Korrelationen zwischen benachbarten Zuständen mit gleicher Struktur kommen -, kann man erwarten, daß sie durch Aufsummation der totalen Wirkungsquerschnitte möglichst vieler Ausgangskanäle verschwinden, und damit die intermediären Resonanzen deutlich aus dem Compound-Untergrund herauswachsen. Ein Vergleich der einzelnen Ausgangskanäle α_i mit den Summen $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$ und $\sum_{i=0}^{11} \alpha_i$ stellt dies eindrucksvoll unter Beweis (siehe Abb.18 und 19). Dies scheint die einzig sinnvolle Methode zu sein, intermediäre Resonanzen vom ^{12}C - ^{12}C Typ nachzuweisen.

2) Die zur Spinbestimmung angewandte Methode

Am eindeutigsten läßt sich der Spin einer Resonanz bestimmen, wenn alle beteiligten Reaktionspartner Spin 0 Teilchen sind. Im vorliegenden Falle, mit den identischen Spin 0 Teilchen ^{12}C im Eingangskanal, und dem Spin-0-Teilchen α im Ausgangskanal, trifft dies für die beiden O^+ -Zustände in ^{20}Ne zu, den O^+_{gs} und den $O^+_{6.72}$ MeV - ein weiterer O^+ -Zustand bei 7.20 MeV Anregungsenergie konnte von benachbarten Zuständen nicht getrennt werden. Bildung und Zerfall einer Resonanz mit Spin $\vec{J}$ gehen gemäß $\vec{l} + \vec{s} = \vec{J} = \vec{l}' + \vec{s}'$ vor sich ($'$ heißt Ausgangskanal), und da in diesem Fall gilt : $\vec{s} = \vec{s}' = \vec{0}$, zerfällt diese Resonanz genau mit dem einen relativen Bahndrehimpuls $\vec{l}' = \vec{J}$ in O^+ -Zustände in ^{20}Ne . Das heißt aber, die O^+ -Winkelverteilungen können mit einfachen Legendrepolynom-Fits $P_1(\cos\theta)^2$ wiedergegeben werden. In den Fällen, in denen die O^+ -Zustände an Resonanzenergien kein reines $P_1(\cos\theta)^2$ -Verhalten in der Winkelverteilung zeigen - sei es, daß es sich um eine Mischresonanz bestehend aus mehreren Spins handelt, oder, daß die Winkelverteilungen starke Beimischungen des Compound-Untergrunds enthalten -, werden diese durch den Ausdruck
$$30 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \propto \left| \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sqrt{2l+1} A_l P_l(\cos\theta) \right|^2$$
 gefittet, mit den komplexen Koeffizienten A_l und Beschränkung auf gerade l-Werte (wegen der Identität der Kerne im Eingangskanal.). Aus den Fits werden die reellen Koeffizienten $\alpha_l = |A_l| \sqrt{2l+1}$ _{ein} entnommen, die Maß für die Stärke der Beiträge einzelner l-Werte darstellen. Die obere Grenze $l_{\max}$ wird solange erhöht, bis keine nennenswerte Verbesserung des Fits mehr erfolgt; jedoch nicht über ein physikalisch sinnvolles $l_{\max}$ hinaus (siehe Teil II E). Voraussetzung ist, daß die Winkelverteilung des zur Spinbestimmung herangezogenen Zustands, an der Resonanzenergie deutliches Resonanzverhalten zeigt, da andernfalls der ermittelte Spinwert J dem

Compound-Untergrund, und nicht der Resonanz zuzuordnen ist.

In den Fällen, in denen keiner der beiden 0^+ -Zustände Resonanzverhalten zeigt, bzw. dies nicht ganz klar erscheint, wird die Winkelverteilung des $2^{-4.97}$ MeV Zustands zur Spinbestimmung herangezogen. Sie gestattet, nach den 0^+ -Winkelverteilungen, die un zweideutigste Spinbestimmung, da im Resonanzfall - aufgrund der unnatürlichen Parität des 2^- -Zustands - nur zwei verschiedene l-Werte $l' = l \pm 1$ im Ausgangskanal beitragen können. Die Analyse entspricht der bereits von ABK ³ angewandten; die Winkelverteilung des 2^- -Zustands läßt sich im Resonanzfall wie folgt darstellen ³⁰:

$$d\sigma_{\text{dall}}(\theta, 2^-) \propto \sum_{L=0}^{2J} \sum_{L', L''=J \pm 1} \bar{Z}(JJJJ, 0L) \bar{Z}(l'_1 J l'_2 J, 2L) \times g_{l'_1} g_{l'_2} \times \text{Coulombphase}(l'_1, l'_2) \times P_L(\cos \theta)$$

Die Notation entspricht der von Blatt und Biedenharn ³⁰.

Andererseits kann man die 2^- -Winkelverteilung auch einfach durch den Ausdruck $d\sigma_{\text{dall}}(\theta, 2^-) \propto \sum_{l=\text{gerade}}^{l_{\text{max}}} B_l P_l(\cos \theta)$ wiedergeben. Das hat zur Folge daß im Resonanzfall nur bestimmte Werte B_l für die Mischungsverhältnisse $g_{l'_1}/g_{l'_2}$ erlaubt sind, wie ABK ³ gezeigt haben. Dies wird in Abb.20 anhand einer $J^\pi = 2^+$ Resonanz illustriert; läßt sich die Winkelverteilung des 2^- -Zustands an der Resonanzenergie mit keinem der nach Abb.20 erlaubten Tripel B_0, B_2, B_4 gut wiedergeben, so hat sie auch nicht Spin und Parität $J^\pi = 2^+$. Analog verläuft die Analyse bei höheren Spinwerten, hier tragen Legendrepolynome höherer Ordnung bei.

Es zeigte sich im Experiment, daß sich die Form der Winkelverteilungen bereits innerhalb eines sehr kleinen Energieintervalls dramatisch ändern kann; dh. eine 0^+ -Winkelverteilung, die soeben noch recht gut mit einem $P_2(\cos \theta)^2$ -Fit wiedergegeben werden konnte, zeigt bei der nächsten gemessenen Energie ($E_1 + 50$ keV) zB. bereits die Form eines $P_4(\cos \theta)^2$. Für eine eindeutige Resonanzspinbestimmung

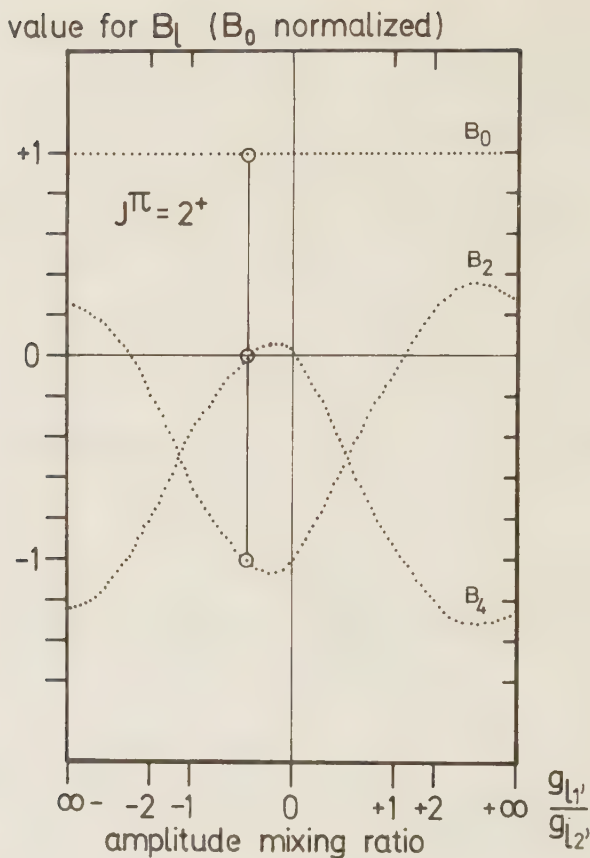


Abb.20 Die für eine $J^{\pi}=2^{+}$ Resonanz erlaubten Koeffizienten-tripel B_0, B_2, B_4 einer 2^{-} -Winkelverteilung

müssen also zwei Bedingungen erfüllt werden :

- (i) Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt des zur Spinbestimmung herangezogenen Zustands muß deutliches Resonanzverhalten zeigen.
- (ii) Die Winkelverteilung muß exakt, bzw. möglichst nahe, an der tatsächlichen Resonanzenergie untersucht werden.

3) Die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen im Energiebereich $4 \leq E_{\text{c.m.}} \leq 12.7 \text{ MeV}$

Im untersuchten Energiebereich wurden Resonanzen mit Spin und Parität J^π bei folgenden ^{12}C -Einschußenergien gefunden (siehe Tabelle II). Diese Resonanzen treten im Subcoulomb-Bereich durch prominente Peaks im totalen Wirkungsquerschnitt für die Summe $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$ und im "nuclear structure factor" $\tilde{S}$ hervor; oberhalb des Coulombwalls wurden prominente Peaks in der Summe $\sum_{i=0}^{10} \alpha_i$ bzw. $\sum_{i=0}^{11} \alpha_i$ als Resonanzen identifiziert.

$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	J^π	bestimmt durch WV des Zustands
4.25	0^+	$0^+_{\text{gs}}, 4^+, 3^-/1^-$
4.46	$4^+(2^+)$	$0^+_{\text{gs}} (2^-)$
4.62	2^+	0^+_{gs}
4.88	2^+	2^-
5.00	2^+	0^+_{gs}
5.64	2^+	2^-
5.92	4^+	$0^+_{\text{gs}}, 2^-$
6.25	2^+	$0^+_{\text{gs}}, 2^-$
6.87	4^+	$2^-, 0^+6.72 \text{ MeV}$
7.71	4^+	0^+_{gs}
7.91	4^+	$0^+6.72 \text{ MeV}$
8.26	4^+	0^+_{gs}
8.46	4^+	$0^+6.72 \text{ MeV}$
8.86	6^+	0^+_{gs}
9.06	6^+	$0^+6.72 \text{ MeV}$
9.84	8^+	0^+_{gs}
10.63	8^+	0^+_{gs}
10.90	8^+	$0^+6.72 \text{ MeV}$
11.38	8^+	0^+_{gs}

Tabelle II : $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen, Spin und Parität J^π wurden durch die Winkelverteilungen WV für die Übergänge zu den in Spalte 3 angegebenen Zuständen bestimmt.

Um den steilen Abfall des totalen Wirkungsquerschnitts unterhalb der Coulombbarriere zu eliminieren, der dadurch verursacht wird, daß die Transmissionswahrscheinlichkeiten für die Partialwellen L im Eingangskanal, bedingt durch Coulomb- und L -Barriere, zu kleinen Einschußenergien hin rasch absinken, wurde der totale Wirkungsquerschnitt für die Summe $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$ der Übergänge zum Restkern ^{20}Ne mit einem Korrekturfaktor versehen. Man entnimmt diesen "nuclear structure factor" $\tilde{S}$ dem üblichen Ausdruck :

$$\tilde{\sigma}_{\text{tot}} = \tilde{S}(E) E^{-1} \exp-(2\pi\eta + gE)$$

mit dem Sommerfeldparameter $\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{h \cdot v}$ (Z_i = Kernladung, v = Relativgeschwindigkeit der Reaktionspartner) und einem Größenkorrekturfaktor $g = \frac{1}{3}(mR_0/2Z_1Z_2)^{1/2}$ (m = reduzierte Masse, R_0 = Abstand der beiden Kernmittelpunkte).

Mit den für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ üblichen Werten ³² für diese beiden Terme

ergibt sich : $\tilde{S}(E) = \tilde{\sigma}_{\text{tot}} E \exp(87.21/\sqrt{E} + 0.46E)$

(die Relativgeschwindigkeit der beiden Kerne ist $v \sim \sqrt{E}$).

Diese $\tilde{S}(E)$ -Funktion für $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$ ist in Abb.21 dargestellt. Man erkennt ausgeprägte Resonanzen mit typischen Breiten von $\Gamma = 60$ bis 80 keV, mit Ausnahme zweier Strukturen bei $E_{\text{cm}} = 5.64$ und 6.25 MeV von etwa doppelter Breite; möglicherweise handelt es sich hier um nicht aufgelöste Resonanz-Dubletts.

Berücksichtigt man, daß die tatsächlichen Halbwertsbreiten dieser Subcoulomb-Resonanzen etwas kleiner sind, als die experimentell ermittelten 60 bis 80 keV - die ^{12}C -Strahl-Energieverschmierung im Target liegt im Bereich $E_{\text{cm}} = 6.0$ bis 4.0 MeV zwischen 30 und 60 keV - so ergeben sich für diese Resonanzen Lebensdauern $\tau \approx 10^{-20}$ sec ; das sind also etwa 3 Größenordnungen über der Vorbeiflugzeit $\tau \approx 10^{-23}$ sec der beiden ^{12}C -Kerne!

Abb.22 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte für den O^+_{gs} , den

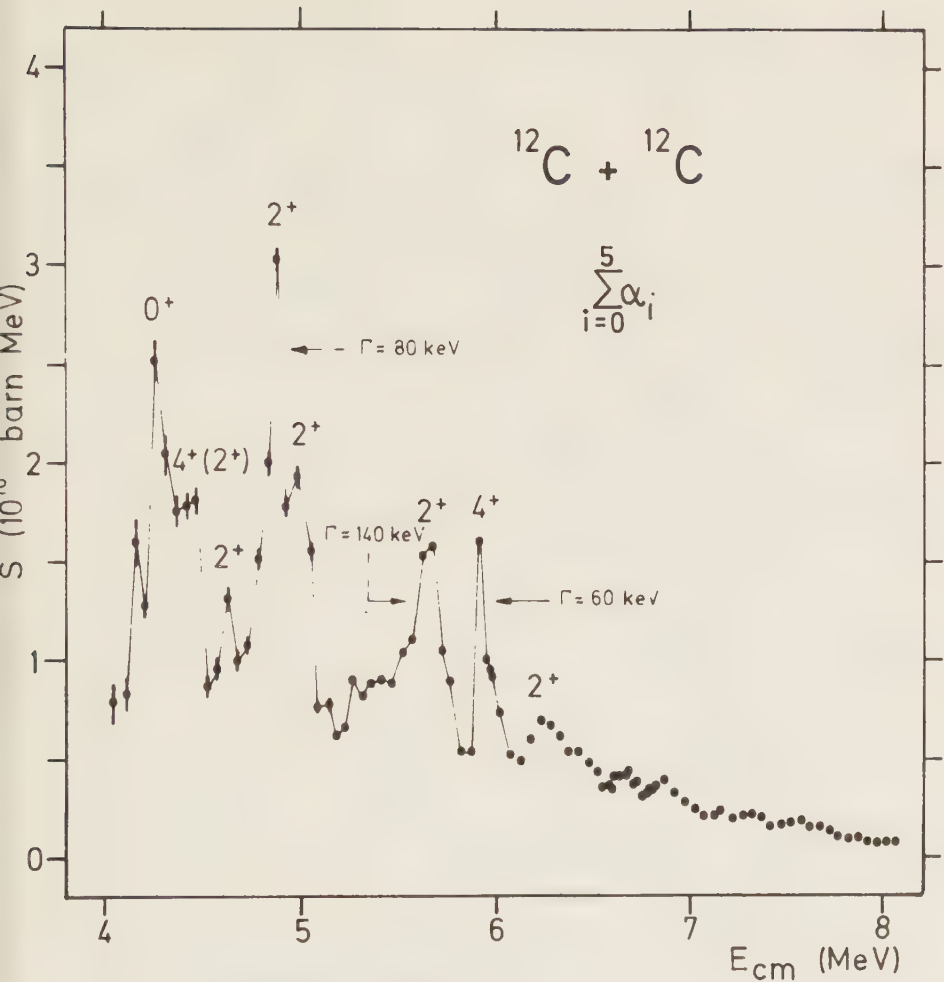


Abb.21 $\tilde{S}(E)$ -Funktion für den totalen Wirkungsquerschnitt $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$

2⁻4.97 MeV Zustand und die Summe $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$; man erkennt, warum entweder der 0⁺gs oder der 2⁻-Zustand (oder beide) zur Resonanzspinbestimmung herangezogen wurden. Abb.23 zeigt die Legendrepoly-nomfits $P_1(\cos\theta)^2$ bzw. $\left| \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{max}}} \sqrt{2\ell+1} A_\ell P_\ell(\cos\theta) \right|^2$, oder $\sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{max}}} B_\ell P_\ell(\cos\theta)$ für den 2⁻-Zustand α_3 , der Winkelverteilungen zur Resonanzspin-Bestimmung.

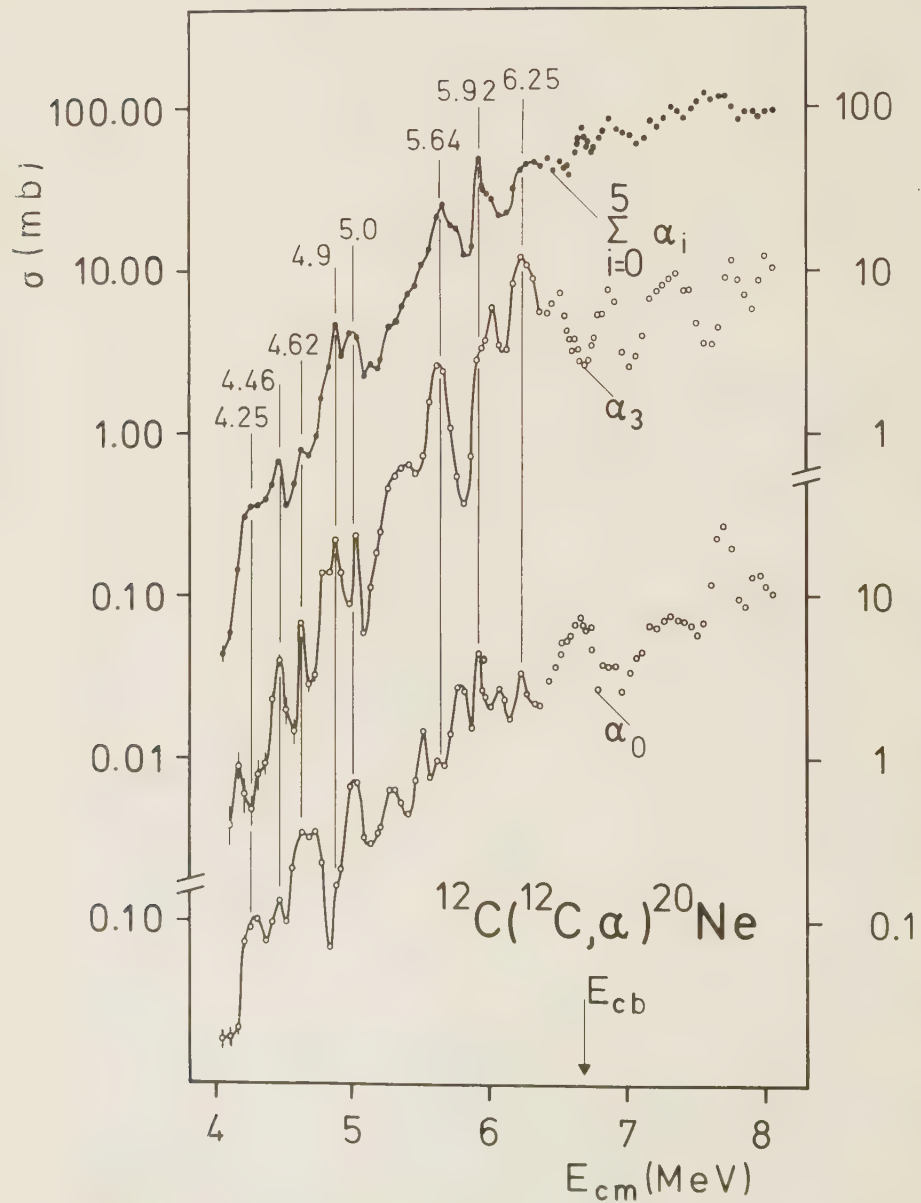


Abb.22 Totaler Wirkungsquerschnitt für den $0^+_{gs} \alpha_0$, den $2^- \alpha_3$ -Zustand und $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$, senkrechte Linien an den Resonanzenergien.

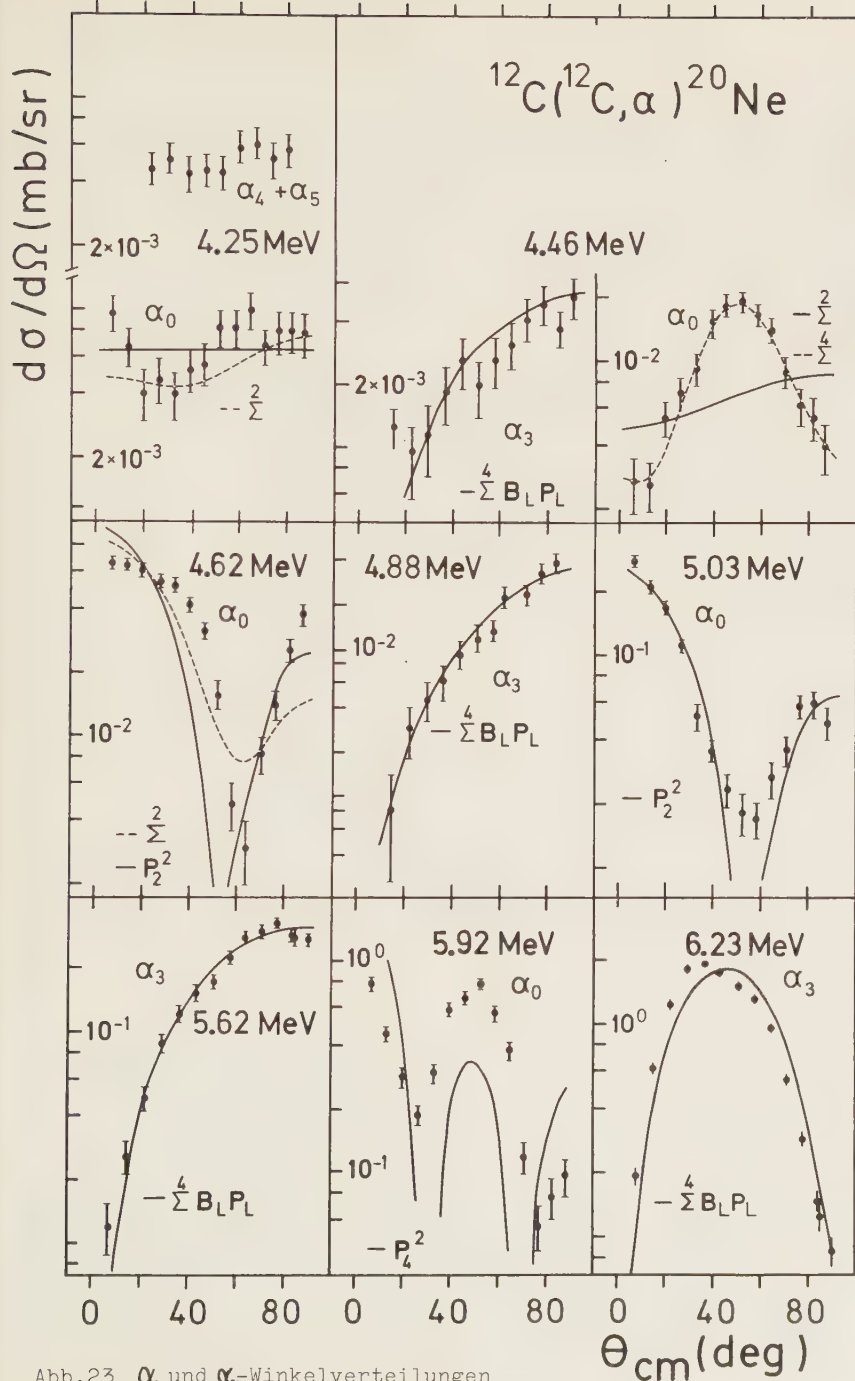


Abb. 23 α_0 und α_3 -Winkelverteilungen

Die Koeffizienten B_l der Legendrepolynom-Fits $\sum_L B_L P_L$ der Winkelverteilungen des 2^- -Zustands, und $a_i = |A_i| \sqrt{2l+1}$ der Fits $\left| \sum_l \sqrt{2l+1} A_l P_l \right|^2$ der 0^+ gs-Winkelverteilungen an den Resonanzenergien, die zur Bestimmung der zugehörigen Spinwerte J führen, sind für die Subcoulomb-Resonanzen in Tabelle III zusammengefaßt.

E_{cm} (Mev)	J	WV	Koeffizienten der Legendrefits
4.25	0^+	0^+ gs	$a_0 = 0.08$, $a_2 = 0.02$, $a_4 = 0$.
4.46	4^+ (2^+)	0^+ gs 2^-	$a_0 = 0.09$, $a_2 = 0.01$, $a_4 = 0.03$ $B_0 = 1$, $B_2 = -1$, $B_4 = 0$
4.62	2^+	0^+ gs	$a_0 = 0.09$, $a_2 = 0.1$
4.88	2^+	2^-	$B_0 = 1$, $B_2 = -1.23$, $B_4 = 0.23$
5.03	2^+	0^+ gs	$P_2(\cos\theta)^2$
5.62	2^+	2^-	$B_0 = 1$, $B_2 = -0.91$, $B_4 = -0.09$
5.92	4^+	0^+ gs	$P_4(\cos\theta)^2$
6.23	2^+	0^+ gs 2^-	$P_4(\cos\theta)^2$ $B_0 = 1$, $B_2 = 0.6$, $B_4 = -1.6$

Tabelle III Koeffizienten der Legendrepolynom-Fits der Winkelverteilungen des 0^+ gs und des 2^- -Zustands an den Resonanzenergien.

Zur Erläuterung sei nochmals daraufhingewiesen, daß man im Falle der 0^+ gs-Winkelverteilung an einer Resonanzenergie den Resonanzspin $J=x$ durch $P_x(\cos\theta)^2$ oder den größten der Koeffizienten $a_i = a_x$ erhält. Muß die 2^- -Winkelverteilung zur Spinbestimmung herangezogen werden, erhält man den Resonanzspin $J=x$ durch das in Teil III B,2 beschriebene Verfahren, wobei die maximale Anzahl an Koeffizienten B_l gegeben ist durch $i_{max} = 2x$.

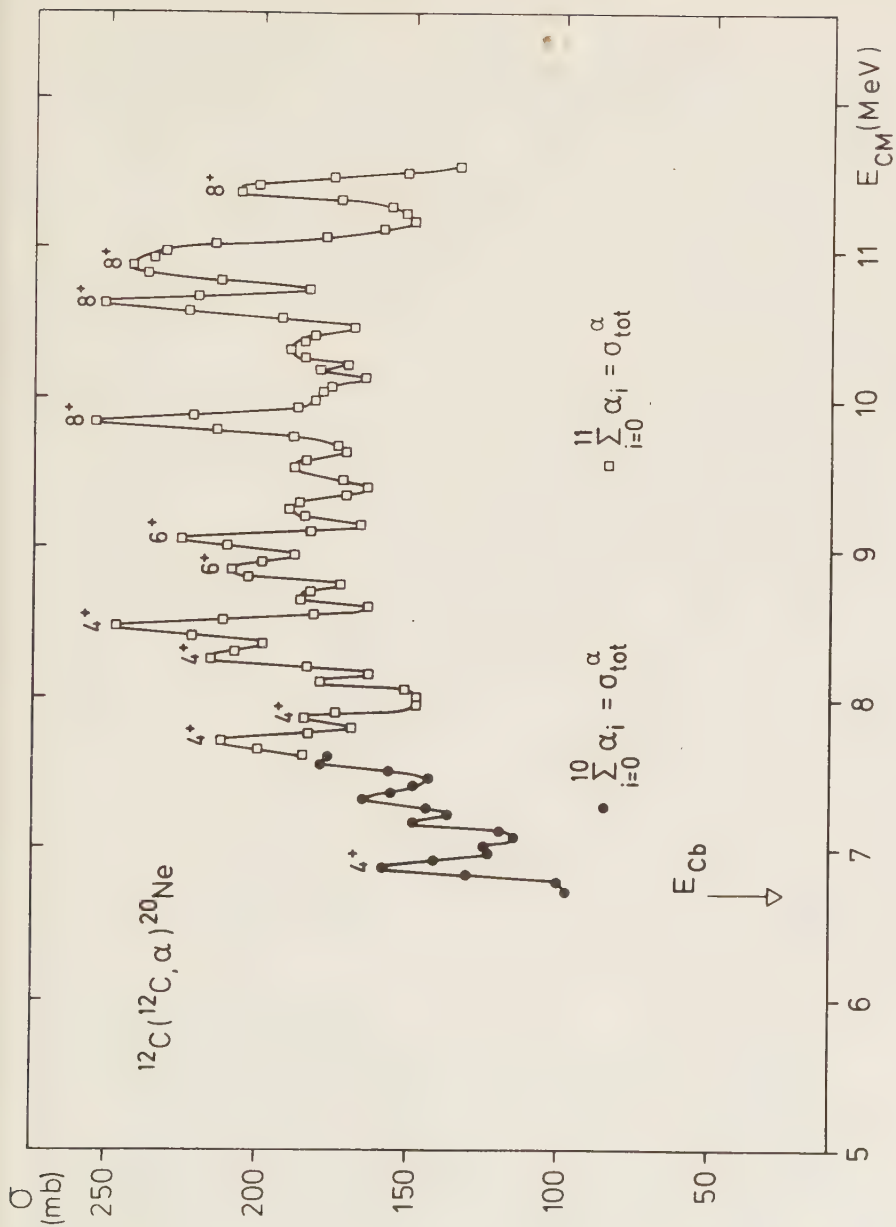


Abb.24 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Summe $\sum_{l=0}^{10} \sigma_l$ bzw. $\sum_{l=0}^{11} \sigma_l$

Oberhalb des Coulombwalls ($E_{cb}=6.7$ MeV) taucht eine Vielzahl von Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt für die Summe $\sum_{i=0}^5 \alpha_i$ der Übergänge zu ^{20}Ne -Zuständen auf (siehe dazu Abb.18). Summiert man bis $\sum_{i=0}^{10} \alpha_i$ bzw. $\sum_{i=0}^{11} \alpha_i$, so wird ein Teil dieser Strukturen gedämpft, und es überleben nur die Resonanzen des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Systems, wie aus Abb.24 deutlich hervorgeht (Abb.24 ist ein Ausschnitt aus Abb.19).

Interessanterweise treten offenbar einige dieser Resonanzen als Resonanz-Dubletts mit gleichem Spin und gleicher Parität J^π auf. Und zwar bei $E_{cm}=7.71/7.91$ MeV mit $J^\pi=4^+$, bei $E_{cm}=8.26/8.46$ MeV mit $J^\pi=4^+$ und bei $E_{cm}=8.86/9.06$ MeV mit $J^\pi=6^+$; dh., die beiden Resonanzen eines Dubletts liegen jeweils um $\Delta E=200$ keV auseinander. Darüberhinaus findet sich eine $J^\pi=8^+$ Resonanz bei $E_{cm}=10.90$ MeV, die doppelt so breit ist als alle anderen; hier könnte es sich um ein nicht aufgelöstes $J^\pi=8^+$ Resonanz-Dublett handeln. Da dieses sehr nahe an einer $J^\pi=8^+$ Resonanz bei $E_{cm}=10.63$ MeV liegt, könnte man uU. von einem $J^\pi=8^+$ Resonanz-Triplett sprechen.

Ein weiteres interessantes Detail ist darin zu sehen, daß die energetisch tiefer liegende Resonanz eines solchen Dubletts den O^+gs , die um $\Delta E=200$ keV höher liegende den $O^+6.72$ MeV Zustand im Restkern ^{20}Ne resonant bevölkert (jedoch immer nur einen von beiden).

Die Abbildungen 25 bis 31 zeigen Legendrepolynom-Fits für die Winkelverteilungen der Zustände O^+gs , $E_x=4.97$ (2^-) und 6.72 (0^+) MeV an den Resonanzenergien. Aus ihnen wird die Spinzuzuordnung ohne weiteres klar. Es bedarf einiger ergänzender Bemerkungen.

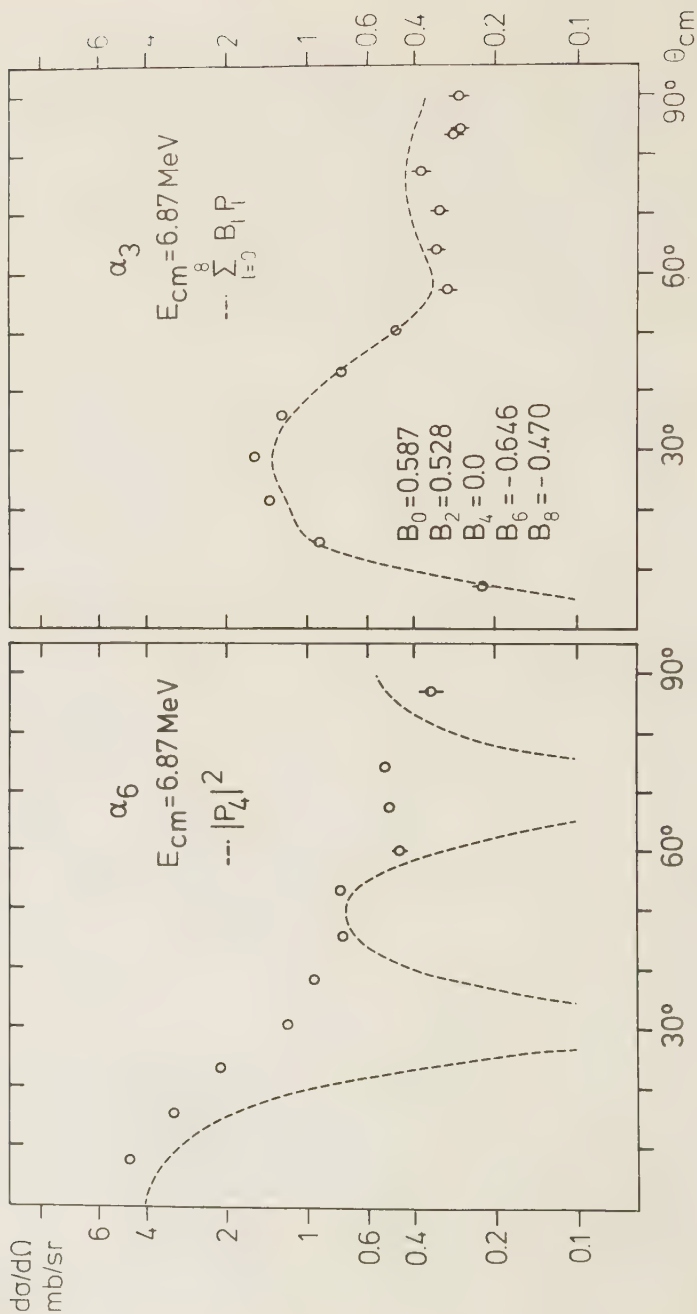
Der Resonanz bei $E_{cm}=6.87$ MeV werden, aufgrund des $\sum_{l=0}^8 B_l P_l$ Fits der 2^- -Winkelverteilung, Spin und Parität $J^\pi=4^+$ zugeordnet, da die Koeffizienten B_l nur $J^\pi=4^+$ erlauben, wie die in Teil IIIB.2 beschriebene Analyse eindeutig zeigt. Der O^+gs zeigt an dieser Stelle

kein Resonanz-Verhalten, wohingegen der $O^{+6.72}$ MeV Zustand durch diese $J^{\pi}=4^{+}$ Resonanz sehr stark resonant bevölkert wird (siehe zB. Abb.19). Die Winkelverteilung des $O^{+6.72}$ MeV Zustands ist bei $E_{cm}=6.87$ MeV sehr stark vorwärtsgepeakt, mit einem raschen Abfall zu größeren CM-Winkeln hin; gleichwohl erinnert sie in ihrer Form noch an ein $P_4(\cos\theta)^2$ (erst mit $l_{max}=8$ kann die Winkelverteilung gut wiedergegeben werden). Dies ist ein Verhalten, wie man es für eine direkte Bevölkерung erwartet (Die Bedeutung dieser Beobachtung wird in den Teilen III C und IV dieser Arbeit verdeutlicht).

Ähnliches ist zu den Winkelverteilungen des $O^{+6.72}$ MeV Zustands um die $J^{\pi}=8^{+}$ Resonanz bei $E_{cm}=10.90$ MeV zu sagen. Man entnimmt Abb.30, daß die Winkelverteilung vor Erreichen der Resonanzenergie recht gut mit einem $P_6(\cos\theta)^2$ wiedergegeben werden kann, und keinerlei Hinweis auf direkte Bevölkерung liefert. Sobald man jedoch in die Nähe des (breiten) Resonanzmaximums kommt, ähnelt die Form der Winkelverteilung viel mehr einem $P_8(\cos\theta)^2$ (siehe den Fit in Abb.30 bei $E_{cm}=10.83$ MeV: die Winkelverteilung kann nur mit $l_{max}=16$ und keinesfalls mit $l_{max}=12$ wiedergegeben werden.); sie zeigt dann bei $E_{cm}=10.93$ und 10.98 MeV sehr deutlich direkten Charakter, wobei wiederum die Form eines $P_8(\cos\theta)^2$ nicht ganz verloren geht (Auch hierauf wird in den Teilen III C und IV noch näher eingegangen.).

Zusammenfassend sei gesagt :

Im Energiebereich $4.0 \leq E_{cm} \leq 12.7$ MeV wurden in der Reaktion $^{12}C(^{12}C, \alpha)^{20}Ne$ nicht weniger als 19 Resonanzen gefunden (möglicherweise 22, da es sich bei drei dieser Resonanzen um nicht aufgelöste Resonanz-Dubletts handeln könnte), die im Wesentlichen in einer Sequenz $2^{+}, 4^{+}, 6^{+}, 8^{+}$ auftreten.



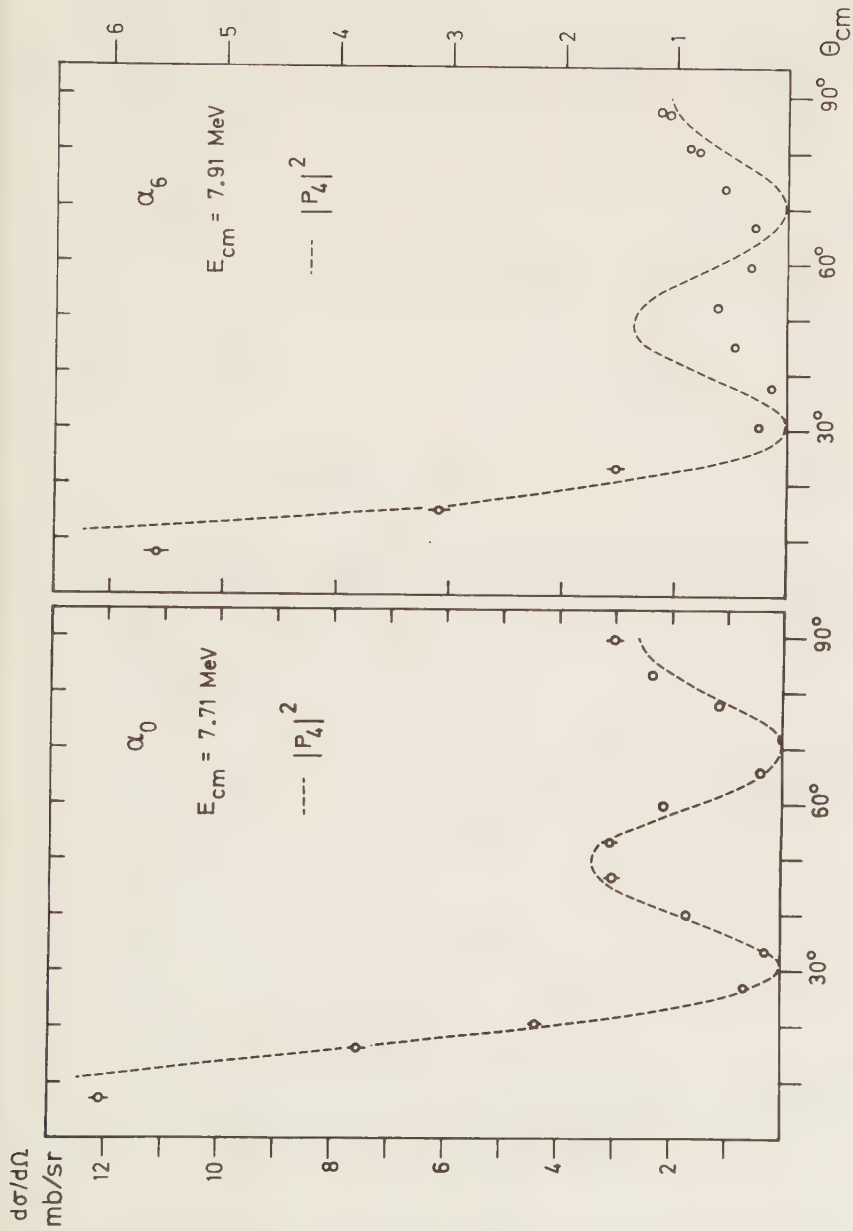


Abb. 26 Winkelverteilungen der $J^\pi = 4^+$ Resonanzen bei $E_{cm} = 7.71/7.91$ MeV

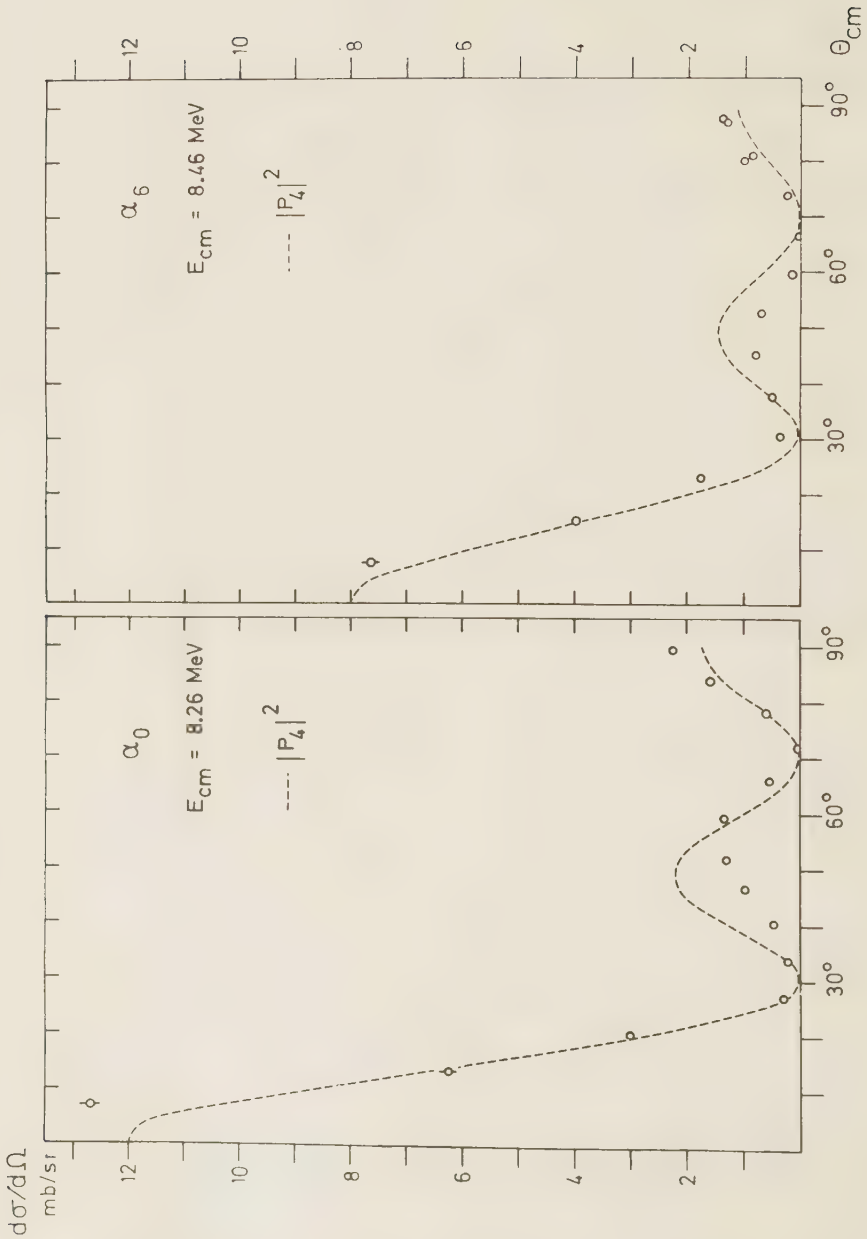


Abb. 27 Winkelverteilungen der $J^\pi = 4^+$ Resonanzen bei $E_{cm} = 8.26/8.46$ MeV

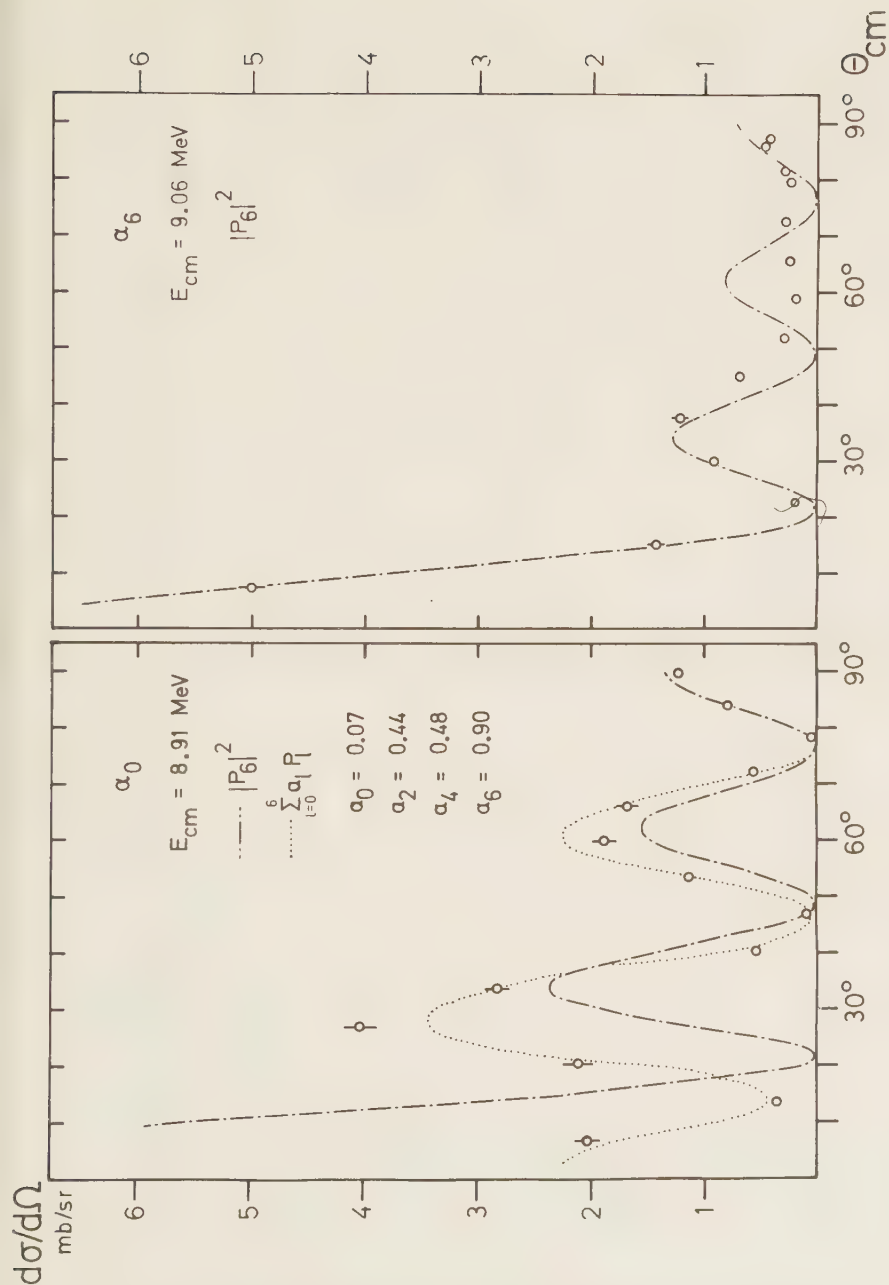


Abb. 28 Winkelverteilungen der $J^\pi = 6^+$ Resonanzen bei $E_{cm} = 8.86/9.06$ MeV

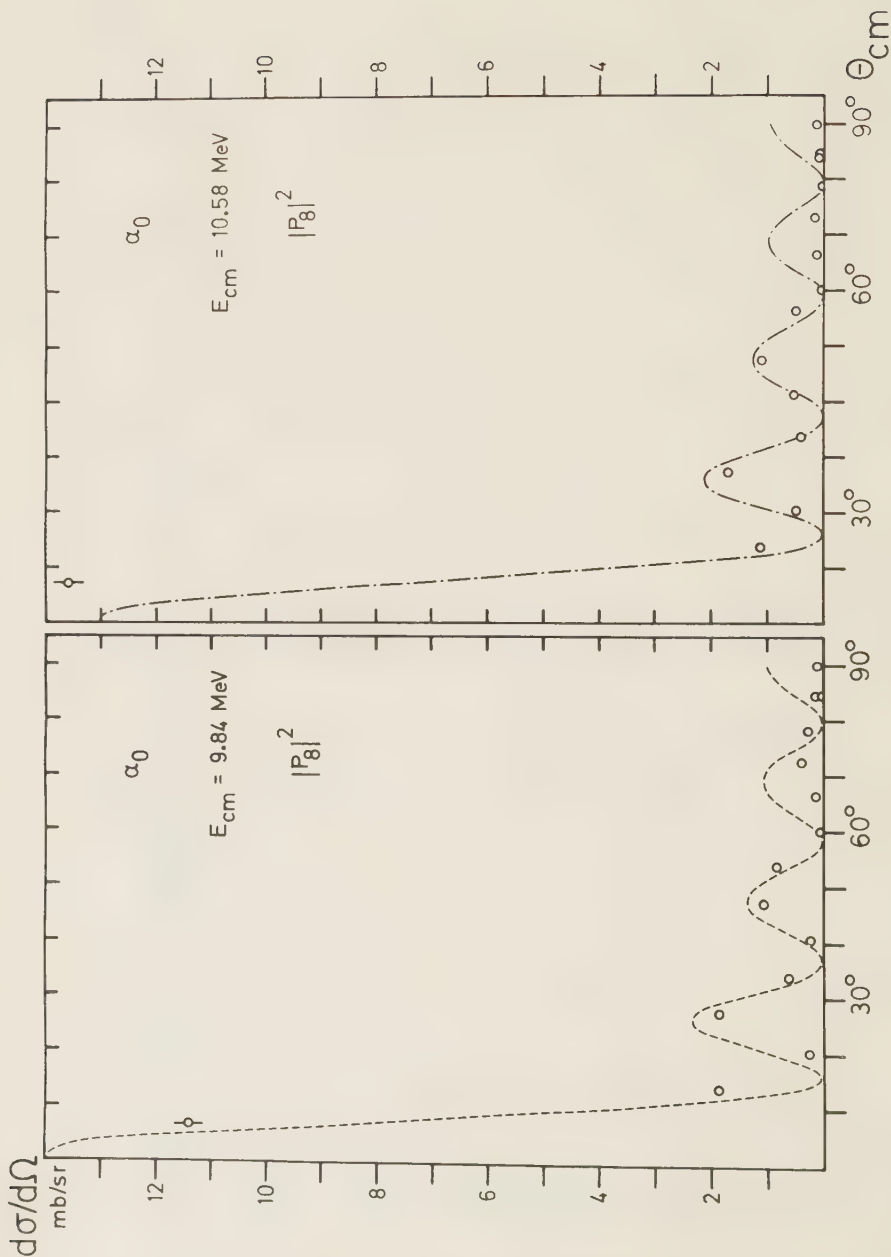


Abb. 29 Winkelverteilungen der beiden $J^\pi = 8^+$ Resonanzen bei $E_{cm} = 9.84$ MeV und 10.63 MeV

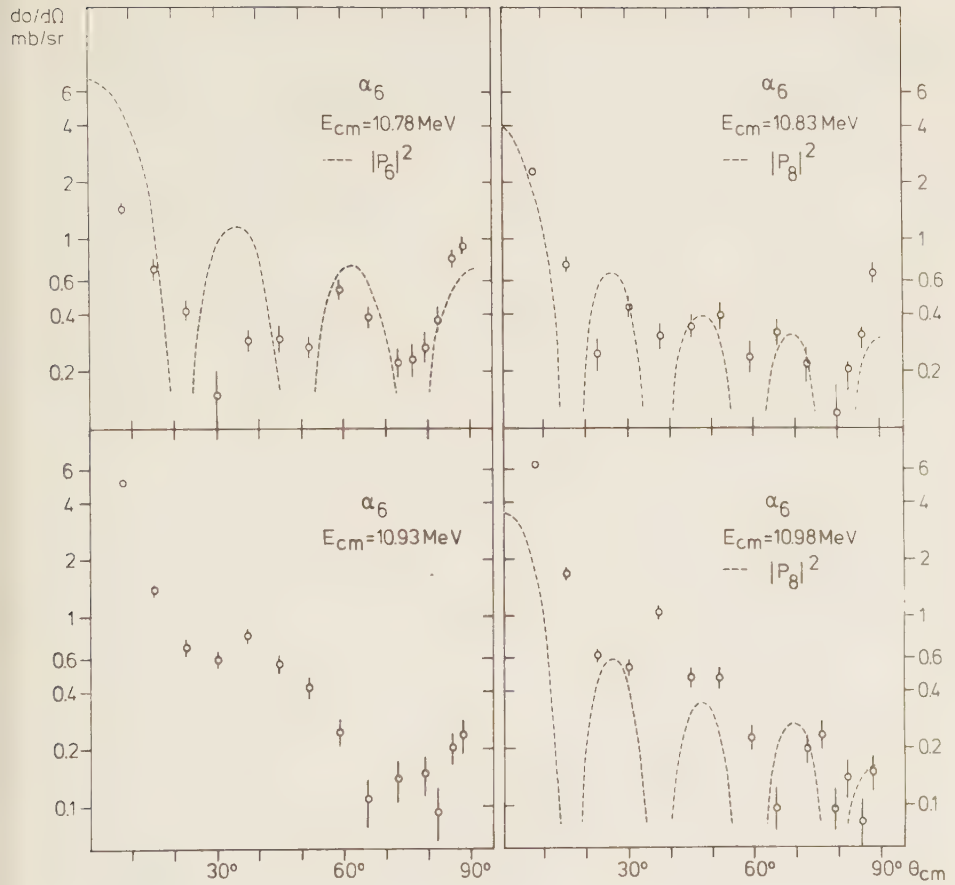


Abb. 30 Winkelverteilungen um die $\pi^-\pi^+$ Resonanz bei $E_{cm} \approx 10.90$ MeV

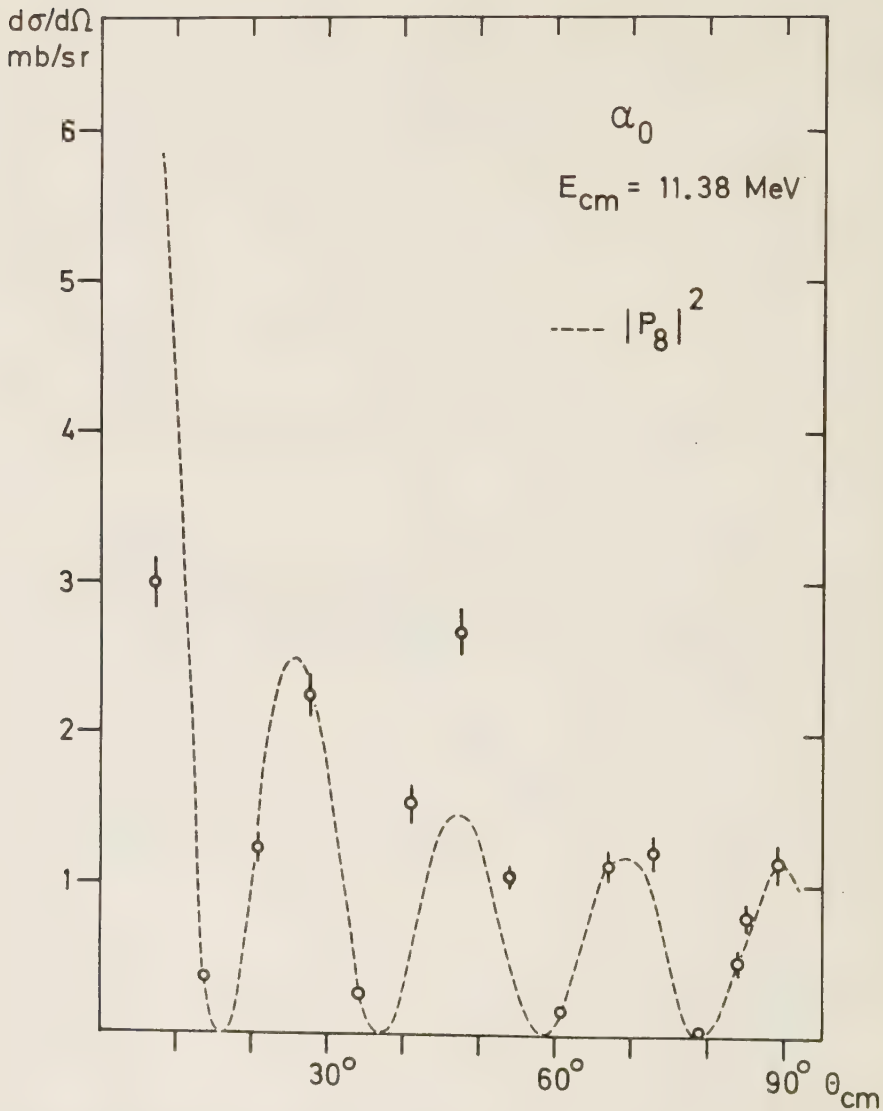


Abb. 31 Winkelverteilung der $J^\pi = 8^+$ Resonanz bei $E_{cm} = 11.38 \text{ MeV}$

4) Vergleich mit anderen Messungen

E_{cm} (MeV)	J	Mazarakis Stephens	ABK	Yale	Saclay
4.25	0^+				
4.46	$4^+(2^+)$				
4.62	2^+				
4.88	2^+	4^+			
5.00	2^+				
5.64	2^+		2^+		
5.92	4^+		4^+		
6.25	2^+				
6.87	4^+				
7.55	—				6^+
7.71	4^+			4^+	
7.91	4^+				
8.26	4^+				
8.46	4^+				6^+
8.86	6^+				8^+
9.06	6^+				
9.84	8^+			8^+	
10.63	8^+				
10.90	8^+				
11.38	8^+		$*_{8^+}$		
diese Arbeit		ref.31	ref.3 *ref.37	ref.33	ref.38

Tabelle IV Vergleich bisher bestimmter Resonanz-Spins

ABK ³ bestimmten durch Legendrepolynom-Fits der Winkelverteilungen des 2^- -Zustands Spin und Parität der Resonanzen bei $E_{cm}=5.64$ MeV und $E_{cm}=6.00$ MeV zu $J^\pi=2^+$ und $J^\pi=4^+$; das dabei angewandte Verfahren wurde in der vorliegenden Arbeit übernommen. Ihr Ergebnis wird bestätigt. Jedoch zeigt der totale Wirkungsquerschnitt des 0^+_{gs} - entgegen den Messungen von ABK ³ -, an der tatsächlichen Resonanzenergie $E_{cm}=5.92$ MeV, deutliches Resonanzverhalten. Diese Diskrepanz könnte folgende Ursachen haben :

ABK³ geben die Dicke der verwendeten Targets mit $10-15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ an. Da jedoch, die von ihnen ermittelten Wirkungsquerschnitte etwa um einen Faktor 2 zu groß sind, verglichen mit den sehr sorgfältigen Messungen dieser Arbeit, kann vermutet werden, daß die Targets, entweder um einen Faktor 2 dicker waren, oder aber während der Messungen zugewachsen sind, und dies nicht berücksichtigt wurde (siehe Teil II der Arbeit). Damit waren sie aber u.U. bereits zu dick, um diese sehr schmale Resonanz ($\Gamma=60 \text{ keV}$) nachweisen zu können. Zum anderen liegen ABK mit $E_{\text{cm}}=6.00 \text{ MeV}$ leicht neben der Resonanzenergie von $E_{\text{cm}}=5.92 \text{ MeV}$.

Kuehner et al.³⁷ bemerkten, daß der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt des O^+_{gs} bei 11.4 MeV sehr deutlich resonantes Verhalten zeigt; die Winkelverteilung ließ sich gut durch ein $P_8(\cos\theta)^2$ wiedergeben. Im Vorhandensein einer solchen Struktur im totalen Wirkungsquerschnitt nur eines Zustands, kann noch kein Beweis für die Existenz einer $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanz gesehen werden, wie bereits dargelegt wurde. Die vorliegenden Messungen zeigen aber, daß in der Tat eine $J^{\pi}=8^+$ Resonanz im totalen Wirkungsquerschnitt der Summe $\sum_{i=0}^M \alpha_i$ bei $E_{\text{cm}}=11.38 \text{ MeV}$ existiert.

Mazarakis und Stephens³¹ suchten nach $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen im totalen Wirkungsquerschnitt für den α - und Protonen-Reaktionskanal zwischen $2.45 \leq E_{\text{cm}} \leq 4.91 \text{ MeV}$. Diese Messungen liefern, aufgrund ihrer groben Energieschrittweite ($E_{\text{cm}} \approx 120 \text{ keV}$), jedoch keine schlüssigen Hinweise auf Resonanzen in diesem Gebiet. Dennoch bestimmten sie, durch Legendrepolynom-Fits $|\sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} A_l \sqrt{2l+1} P_l|^2$ der O^+_{gs} -Winkelverteilungen, bei $E_{\text{cm}}=4.17 \text{ MeV}$ und $E_{\text{cm}}=4.91 \text{ MeV}$ Spin und Parität mit $J^{\pi}=4^+$. Zum einen sind diese Winkelverteilungen mit dem Mangel an Meßpunkten (7-8) behaftet, zum anderen wird nicht klar, ob diese Werte für Spin und Parität $J^{\pi}=4^+$ dem Compound-Untergrund, oder etwaigen Resonanzen zuzuordnen sind. Die Messungen der vorliegenden Arbeit

zeigen :

(i) eine kleine Überhöhung in der $\tilde{S}(E)$ -Funktion bei $E_{cm}=4.15$ MeV (siehe Abb.21) mit Spin und Parität $J^\pi=2^+$, deren Resonanzcharakter aber nicht klar wird;

(ii) eine $J^\pi=2^+$ Resonanz bei $E_{cm}=4.88$ MeV.

Etwa zur gleichen Zeit wie die Erlanger Gruppe, suchte eine Gruppe in Yale nach Resonanzen im Energiebereich $6.5 \leq E_{cm} \leq 11.0$ MeV. Die Ergebnisse wurden von Erb et al.³³ veröffentlicht :

Es wurde der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt für die vier tiefstliegenden Zustände in ^{20}Ne gebildet, und daraus Resonanzen bei $E_{cm}=7.71$ MeV und $E_{cm}=9.84$ MeV, mit den zugehörigen Spin- und Paritäts-Werten $J^\pi=4^+$ und $J^\pi=8^+$, abgeleitet. Zur Bestimmung der Resonanzspins wurde in beiden Fällen die Winkelverteilung des O^+gs herangezogen, die an den Resonanzenergien reines $P_4(\cos\theta)^2$ - bzw. reines $P_8(\cos\theta)^2$ -Verhalten zeigt, was in guter Übereinstimmung mit den Erlanger Messungen steht (die Wirkungsquerschnitte von Erb et al.³³ sind um einen Faktor 3 zu groß, siehe Teil III A).

Gleichwohl scheinen diese Messungen nicht geeignet zu sein, Aufschluß darüber zu geben, wieviele Resonanzen im untersuchten Energiebereich existieren, da der totale Wirkungsquerschnitt nur für die Summe $\sum_{l=0}^3 \alpha_l$ gebildet wurde. Es zeigte ^{sich} bei den vorliegenden Messungen, daß gerade die höher liegenden Zustände α_6 bis α_{11} entscheidend zur Klärung des Resonanzcharakters beitragen. Aus der Messung von Erb et al. geht nicht hervor, warum von einer Vielzahl von Strukturen in der Summe $\sum_{l=0}^3 \alpha_l$, nur diejenigen bei $E_{cm}=7.71$ und 9.84 MeV als Resonanzen zu interpretieren sind. Das Argument, daß die Winkelverteilungen des O^+gs reines $P_1(\cos\theta)^2$ -Verhalten zeigen, und es sich deshalb um Resonanzen handeln müsse, ist nicht einsichtig. Während der Auswertung des Erlanger Datenmaterials wurde ganz

deutlich klar, daß auch der Compound-Untergrund über weite Bereiche hinweg reines $P_1(\cos\theta)^2$ -Verhalten zeigt. Ja es soll hier sogar die Vermutung ausgesprochen werden, daß sich in den meisten Fällen die Winkelverteilungen der O^+ -Zustände nur deshalb so gut durch P_1^2 wiedergeben lassen, weil der Compound-Untergrund das gleiche Verhalten zeigt. Abb.24 kann man entnehmen, daß das Verhältnis von Resonanzhöhe zu Compound-Untergrund in der Größenordnung von 1 liegt. Wie wir anhand von Hauser-Feshbach-Rechnungen in Teil III C noch sehen werden, ist der nichtresonante Compound-Anteil an der O^+ gs Anregungsfunktion doch so groß, daß die Form der Winkelverteilung wesentlich mitbestimmt wird.

Die Saclay-Gruppe ³⁸ berichtet von einer $J^\pi=6^+$ Resonanz bei $E_{cm}=7.55$ MeV; in der Tat zeigen die Winkelverteilungen des O^+ gs in der vorliegenden Messung bei $E_{cm}=7.52$ und 7.56 MeV recht gut $P_6(\cos\theta)^2$ -Verhalten. Jedoch zeigen weder der totale Wirkungsquerschnitt des O^+ gs, noch der Summe $\sum_{i=0}^{10} \alpha_i$; resonantes Verhalten. Die Existenz einer $J^\pi=6^+$ Resonanz bei $E_{cm}=7.55$ MeV muß daher verneint werden, Spin und Parität $J^\pi=6^+$ sind dem Compound-Untergrund zuzuordnen.

Fletcher et al. ³⁹ untersuchten die Reaktion $^{12}C(^{12}C, ^8Be)^{16}O$ im Energiebereich $9 \leq E_{cm} \leq 20$ MeV. Leider geben sie nur differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ an, so daß man dieser Messung keine Resonanzen entnehmen kann. Interessant ist aber, daß die Winkelverteilungen des 8Be O^+ -Zustands über weite Energiebereiche hinweg recht gut $P_1(\cos\theta)^2$ -Verhalten zeigen; Fletcher et al. sprechen von Grobstrukturen mit $J^\pi=8^+$, 10^+ und 12^+ um die Energiezentren $E_{cm}=12.0$, 14.5 und 19.0 MeV.

C) Diskussion der Ergebnisse

Im Energiebereich $4.0 \leq E_{cm} \leq 12.7$ MeV wurden mittels der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ ¹⁹ (22) Resonanzen im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ gefunden, das entspricht einer Resonanzdichte von 2.2 (2.5) pro MeV; im Sub-coulombbereich ist die Resonanzdichte mit 3.0 (3.7) etwas größer als im gesamten untersuchten Energiebereich (die Werte in Klammer beziehen eventuelle nicht aufgelöste Resonanz-Dubletts mit ein). Auffallend ist, daß diese Resonanzen ganz offensichtlich in einer Sequenz $J^\pi=2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ auftreten, wenn man einmal von der Resonanz bei $E_{cm}=4.46$ MeV absieht, deren Spin und Parität $J^\pi=4^+$ ist, möglicherweise aber auch $J^\pi=2^+$ (siehe Abb.23, der Fit der 0^+ gs-Winkelverteilung legt $J^\pi=4^+$ nahe, derjenige der Winkelverteilung des $2^-4.97$ MeV Zustands $J^\pi=2^+$). Dies legt die Vermutung nahe, daß das Verhalten der l_{grazing} -Werte im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential (~~2~~ kritischen Distanzen der beiden Kerne im Eingangskanal an den Stellen $T_1=0.5$) den intermediären Resonanz-Mechanismus entscheidend mitbeeinflußt.

1) Die Suche nach dem richtigen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential

Der totale Reaktionsquerschnitt $\sigma_{\text{reac}} = 2\pi\lambda^2 \sum (2l+1) T_l$ wurde für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mit vier verschiedenen optischen-Modell-Parametersätzen berechnet (OM-code HIOB ⁴⁰); den "shallow" Potentialen von Reilly ⁴¹, Michaud ¹⁹, und Malmin ⁴², und dem Standart-Potential von Vogt ³⁴ . Tabelle V zeigt die verwendeten OM-Parameter.

Der Verlauf des totalen Reaktionsquerschnitts im Energiebereich $4.0 \leq E_{cm} \leq 14.0$ MeV wird für drei dieser Potentiale in Abb.32 wiedergegeben. Der Übersichtlichkeit halber wurde der Reaktionsquerschnitt für das Potential von Malmin ⁴² weggelassen; er verläuft etwas

oberhalb des durch das Potential von Reilly ⁴¹ bestimmten Reaktionsquerschnitts.

V (MeV)	W _V	r _{or}	r _{oi}	a _r	a _i	r _{Co} (Fm)	
23.	0.2E	1.31	1.31	0.5	0.5	1.4	Michaud ¹⁹
14.	0.4+0.1E	1.35	1.40	0.35	0.35	1.4	Reilly ⁴¹
7.5+0.4E	0.4+0.125E	1.35	1.35	0.45	0.45	1.35	Malm�n ⁴²
50.	4.0	1.26	1.26	0.4	0.4	1.4	Vogt ³⁴

Tabelle V OM-Parameter

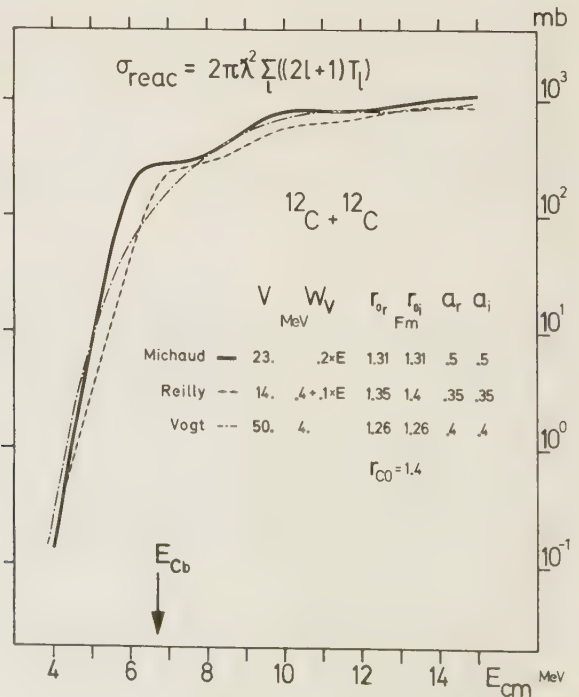


Abb. 32 Totaler Reaktionsquerschnitt

Wie schon erwähnt wurde, kann der gemessene totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}} = \sum_{i=0}^5 \alpha_i$ im Energiebereich $4.0 \leq E_{\text{cm}} \leq 5.0$ MeV mit dem Reaktionsquerschnitt für α -Teilchen der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ gleichgesetzt werden. In diesem Bereich trägt, neben dem α -Kanal, nur noch der Protonen-Kanal der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ bei. Messungen des totalen Reaktionsquerschnitts für α -Teilchen und Protonen, von Mazarakis und Stephens ³¹ und Patterson et al. ³², ergaben, daß α -Kanal und Protonenkanal hier etwa gleich stark bevölkert werden. Multipliziert man $\sigma_{\alpha} = \sum_{i=0}^5 \alpha_i$ mit 2, und vergleicht mit den OM-Rechnungen für die vier Potentiale, so ergibt sich für den Reaktionsquerschnitt folgendes Bild (siehe Tabelle VI).

E_{cm} (MeV)	$2 \cdot \sum_{i=0}^5 \alpha_i$	$\sigma_{\alpha} + \sigma_p^{32}$	Reilly Michaud		Malmin	Vogt	mb
4.0	0.10	0.08	0.15	0.15	0.12	0.30	
4.5	1.4	1.27	0.7	1.0	0.9	1.5	
5.0	10.	10.8	3.	5.	2.2	8.	
5.5	22.	21.4	10.	40.	18.	20.	
6.0	40.	98.	45.	140.	60.	50.	
6.5	220.	203.	110.	240.	150.	90.	

Tabelle VI σ_{reac} , Vergleich mit OM-Vorhersagen

Es ist offensichtlich, daß einerseits die Potentiale von Vogt ³⁴ und Reilly ⁴¹ einen zu kleinen, andererseits das Potential von Michaud einen zu großen Reaktionsquerschnitt liefert. Das von Malmin ⁴² angegebene $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential scheint noch am ehesten in der Lage zu sein den Reaktionsquerschnitt richtig wieder-zugeben, um-so-mehr, als neuere Messungen des Fusionsquerschnitts der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ der Argonne-Gruppe ⁴³ zeigen, daß die von Patterson et al. ³² angegebenen totalen Wirkungsquerschnitte oberhalb 6.0 MeV

deutlich zu groß sind (siehe dazu auch Abb.42).

Die Abb.34 und 35 zeigen eine Zerlegung des totalen Reaktionsquerschnitts in Partial-Reaktionsquerschnitte $\sigma_{\text{tot}}^L = 2\pi\lambda^2(2L+1)T_L$ für die einzelnen L-Werte im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Eingangskanal.

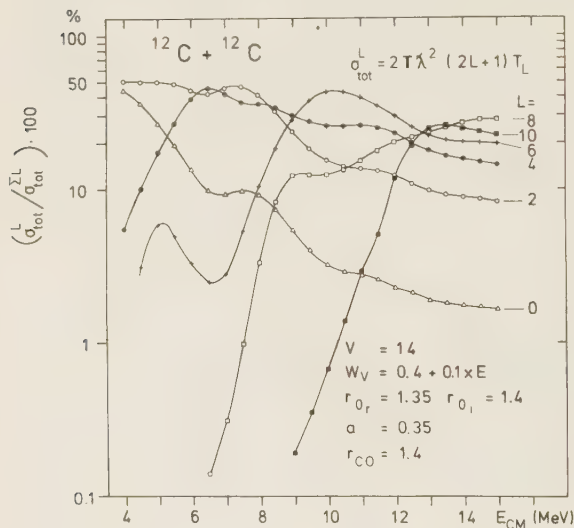


Abb.34

Partial-Reaktionsquerschnitte für das Reilly Potential ⁴¹

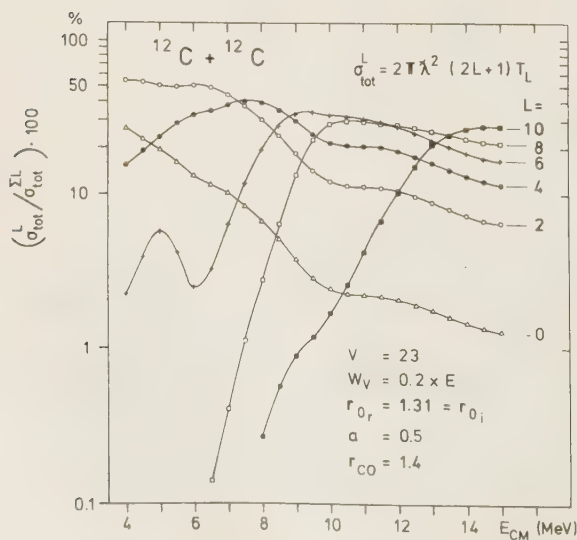


Abb.35

Partial-Reaktionsquerschnitte für das von Michaud ¹⁹ angegebene Potential

Abb.36 zeigt den prozentualen Anteil der Partial-Reaktionsquerschnitte am totalen Reaktionsquerschnitt, für das von Malmin⁴² angegebene $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential. In allen drei Fällen oszillieren die Partialquerschnitte mit der Einschußenergie. Dieses, für OM-Potentiale mit schwacher Absorption typische Verhalten, wird durch den Verlauf der Transmissionskoeffizienten T_L im Eingangskanal verursacht.

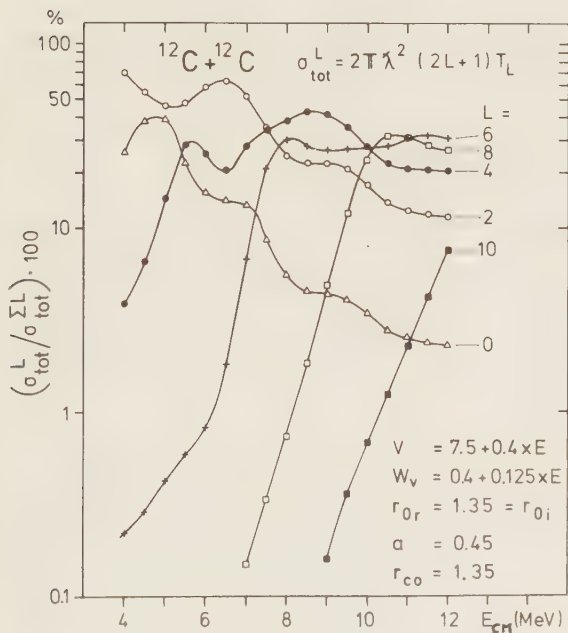


Abb.36

Partial-Reaktionsquerschnitte für das von Malmin⁴² angegebene Potential

Es fällt auf, daß in allen drei Potentialen unterhalb des Coulombwalls, nur die Partialwellen $L=0, 2, 4$ beitragen (zusammen $>95\%$). Allein aus diesem Grund, ist der Nachweis von Resonanzen mit Spin $J \geq 6$, unterhalb des Coulombwalls, nahezu unmöglich, da ein Resonanz-Mechanismus nicht vorstellbar erscheint, der so stark ist, daß er mit wenigen Prozent $L > 4$ Anteil die dominierenden Partial-Reaktionsquerschnitte mit $L=0, 2, 4$ überdeckt. Resonanzen mit Spin

und Parität $J^{\pi}=0^+, 2^+, \text{ und } 4^+$ sind also im Subcoulomb-Bereich eindeutig bevorzugt.

Man kann das auch anders ausdrücken. Selbst wenn es unterhalb der Coulombbarriere $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit Spin $J \geq 6$ gäbe, so könnten diese im totalen Wirkungsquerschnitt nicht hervortreten; sie könnten also experimentell nicht nachgewiesen werden. (Ist es dann überhaupt sinnvoll von der Existenz solcher Resonanzen zu sprechen?)

Aus den Abb.34, 35, und 36 geht hervor, daß die Partialwelle $l=2$ im Eingangskanal, in allen drei "shallow" Potentialen, zwischen $E_{\text{Cb}} \geq E_{\text{cm}} \geq 4.0$ MeV im totalen Reaktionsquerschnitt dominant vertreten ist. Man kann somit erwarten, daß von allen in diesem Energiebereich existierenden Resonanzen, diejenigen mit Spin und Parität $J^{\pi}=2^+$ in den totalen Wirkungsquerschnitten am stärksten hervortreten; es sei, der Resonanz-Mechanismus verbietet das. In der Tat zeigt das Experiment, daß unterhalb des Coulombwalls $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit Spin $J^{\pi}=2^+$ am stärksten vertreten sind (siehe Abb.21,22 und Tabelle II oder III).

Die Transmissionskoeffizienten T_1 der drei "shallow" Potentiale zeigen den in den Abbildungen 37, 38 und 39 dargestellten Verlauf. Schwach absorbierende Potentiale unterscheiden sich darin wesentlich von Potentialen mit starker Absorption (vergleiche zB. die T_1 für das $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ Potential, Abb.40). Man erkennt, daß ein Anstieg der Transmissionskoeffizienten im Potential von Michaud¹⁹ deutlich früher einsetzt, als im von Reilly angegebenen Potential⁴¹ (was unter anderem zu einem größeren Reaktionsquerschnitt führt). Das Potential von Malmin⁴² ist zwischen den beiden genannten anzusiedeln; hier wird versucht, dem nichtlokalen Charakter des Streupotentials durch eine Energieabhängigkeit von Imaginär- und Realteil besser gerecht zu werden.

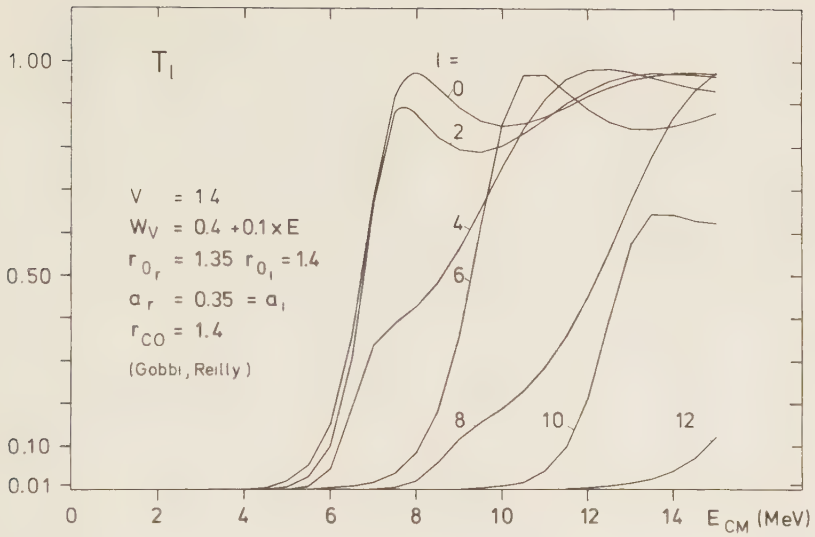


Abb.37 Verlauf der $T_l(E)$ im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential von Reilly ⁴¹

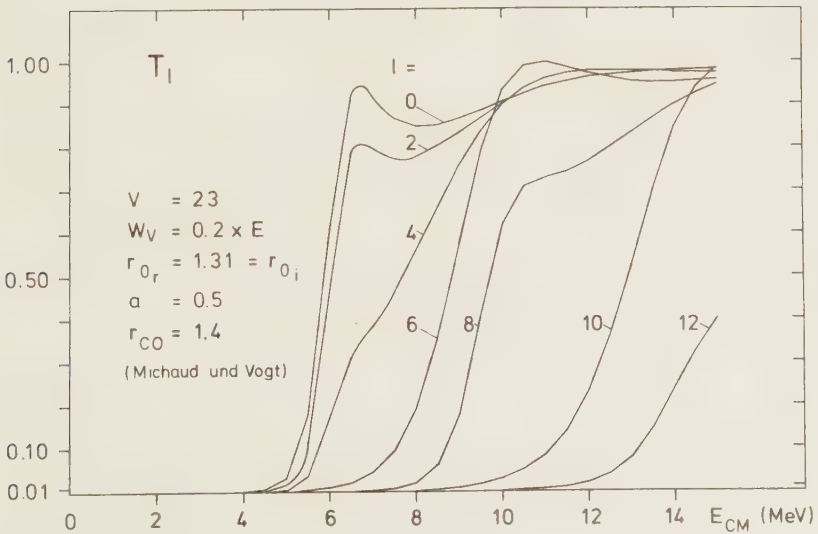


Abb.38 Verlauf der $T_l(E)$ im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential von Michaud ¹⁹

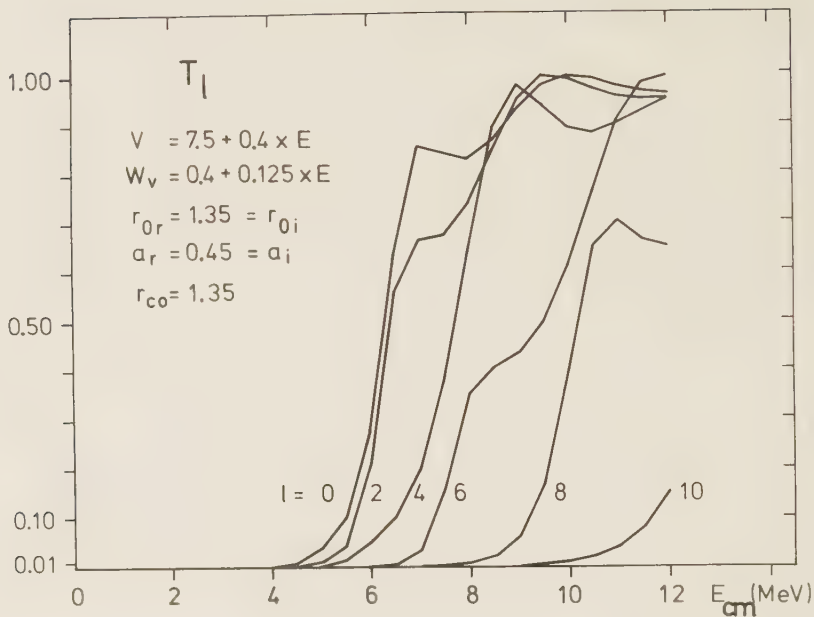


Abb.39 Verlauf der $T_l(E)$ im $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential von Malmin ⁴²

Ein signifikanter Unterschied besteht zwischen dem Verhalten der Partialwellen $L=4$ und $L=6$ in den drei Potentialen. Während vorallem im von Reilly ⁴¹ angegebenen Potential, und weniger stark in dem von Michaud ¹⁹, die Partialwelle $L=6$ in einem weiten Energiebereich dominant ist, dominiert im Potential von Malmin ⁴² die Partialwelle $L=4$ über $L=6$ (siehe dazu Abb.34 bis 39). Die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potentiale von Reilly ⁴¹ und Malmin ⁴² zeigen also, obwohl sie sehr ähnlich aussehen, diesbezüglich sehr unterschiedliches Verhalten. Der experimentelle Befund, nämlich 5 Resonanzen mit Spin und Parität $J^\pi=4^+$ gegenüber 2 mit $J^\pi=6^+$ (zwischen $E_{\text{Cb}} \leq E_{\text{cm}} \leq 9.5 \text{ MeV}$), kann als Hinweis dafür angesehen werden, daß das Malmin-Potential zur Beschreibung der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ besser geeignet ist.

Untersuchen wir noch den streifenden Stoß der beiden ^{12}C -Kerne (grazing collision) für die einzelnen Partialwellen L_i .

Bestimmen wir für die drei Potentiale die Einschußenergien, für die die Transmissionskoeffizienten auf $T_{L_i}=0.5$ angestiegen sind.

Tabelle VII zeigt, neben den grazing-Energien für die einzelnen Partialwellen im Eingangskanal, in welchen Energieintervallen (E_j-E_i) Resonanzen mit gleichem Spin auftreten.

l_{grazing}	Reilly (MeV)	Michaud (MeV)	Malmin (MeV)	(E_j-E_i) (MeV)	J^π
0	6.5	5.90	6.30	4.4 - 6.3	2^+
2	6.7	6.1	6.40		
4	8.60	7.70	7.70	5.3 - 8.5	4^+
6	9.30	8.80	9.50	8.8 - 9.1	6^+
8	12.20	9.70	10.20	9.8 - 11.4	8^+
10	12.50	12.90	13.50		

Tabelle VII l_{grazing} -Werte für die drei Potentiale

Diese l_{grazing} -Werte erlauben folgende Aussagen :

- (i) Im Falle $T_1 \ll 0.5$ fliegen beide Kerne aneinander vorbei, ohne daß es zu einer Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung kommt (Rutherfordstreuung).
- (ii) Im Falle $T_1 \approx 0.5$ berühren sich die Kerne an der Oberfläche; ihr Verhalten wird entscheidend von den Oberflächenpartialwellen bestimmt.
- (iii) Ist $T_1 \approx 1$, liegt eine dichte Durchdringung der beiden Kerne vor. Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zerstört das $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Gebilde und führt es in den Compoundkern über.

Man kann in diesem Bild die Entstehung von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen wie folgt veranschaulichen (ganz unabhängig vom Resonanzcharakter).

Kommen die beiden ^{12}C -Kerne im Eingangskanal in die Nähe der grazing-Energie einer Partialwelle ($T_1 \approx 0.5$), so kann ein doorway-state gebildet werden, mit dem Spin eben jener Partialwelle. Die Wechselwirkung beider Kerne im Oberflächenbereich von vermindelter Dichte der Kernmaterie, führt den doorway-state erst sukzessive in den Compoundkern über. Hingegen führt die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung bei dichter Durchdringung beider Kerne ($T_1 \approx 1$), den Eingangskanal auf direktestem Wege in den Compoundkern über. Man erwartet in diesem Bild somit, daß das Auftreten von Gruppen von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit gleichem Spin, durch die Energieabstände der T_1 -Durchgänge durch ≈ 0.5 vorgegeben ist. Dh. Gruppen von Resonanzen mit gleichem Spin existieren jeweils in Energiebereichen, die durch l_{grazing} und $l_{+2\text{grazing}}$ vorgegeben sind. Tabelle VII zeigt daß die Übereinstimmung mit dieser Vorstellung nicht vollkommen ist, aber doch verträglich. Es sollte möglich sein ein $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potential zu finden, das die experimentellen Ergebnisse besser wiedergibt. Am ehesten gibt noch das von Malmin ⁴² angegebene Potential die Fülle der experimentellen Ergebnisse wieder.

Bemerkenswert ist, daß die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Potentiale von Michaud ¹⁹ und Malmin ⁴² nur ein sehr schmales Energiefenster für $J^\pi = 6^+$ Resonanzen offen lassen (siehe Abb. 38 und 39), was den experimentellen Befund - $J^\pi = 6^+$ Resonanzen sind stark unterrepräsentiert - gut wiedergibt. Das Potential von Reilly ⁴¹ sagt dagegen ein sehr breites Energiefenster für $J^\pi = 6^+$ Resonanzen voraus (siehe Abb. 37), dh. sehr viele Resonanzen mit $J^\pi = 6^+$, wenn die soeben diskutierte Vorstellung richtig ist.

2) Der Einfluß der Transmissionskoeffizienten im Ausgangskanal

Neben dem großen Einfluß, den die Partialwellen im Eingangskanal auf die Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ ausüben, ist auch das Verhalten der Transmissionskoeffizienten im Ausgangskanal von Bedeutung. Wir beschränken uns auf Transmissionskoeffizienten für den Zerfall in spinlose Reaktionspartner. Die Berechnung von spinabhängigen Transmissionskoeffizienten durch Verwendung spinabhängiger Streupotentiale ist nur für Leichte-Teilchen-Streusysteme möglich. In Schwerionen-Streupotentialen können nur die Q-Wert-Abhängigkeit der $T_l(E)$, und die Zerfallsmöglichkeiten durch den Kanalspin $\vec{s}$ gemäß $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$, berücksichtigt werden. Da hier nur Grenzbetrachtungen bezüglich der Größe der $T_l(E)$ angestellt werden, ist klar, daß das Gesagte noch stärker für den Zerfall in Zustände mit $s > 0$ gilt.

Abb.40 zeigt den Verlauf der Transmissionskoeffizienten für den $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ Ausgangskanal - am oberen Bildrand sind die entsprechenden ^{12}C -Einschußenergien eingeblendet, beide Skalen sind um die Q-Wert-Differenz von Eingangs- und Ausgangskanal gegen einander verschoben.

Die Aussagen, die gemacht werden, sind praktisch unabhängig vom verwendeten ^{44}OM -Potential. Das $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ Streupotential weist auf jeden Fall starke Absorption auf, eine Variation der Parameter in vernünftigen Grenzen, verändert den Verlauf der Transmissionskoeffizienten nicht wesentlich.

Man erkennt aus Abb.40, daß bei einer bestimmten Einschußenergie nicht jeder Compoundzustand in den 0^+_g s des $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ Ausgangskanals zerfallen kann. So kann zB. ein $J^\pi = 10^+$ Zustand bei einer ^{12}C -Einschußenergie von $E_{\text{cm}} = 10$ MeV via Compound nicht in den 0^+_g s zerfallen,

da der Transmissionskoeffizient $T_{10} < 0.04$ ist, und der spinlose Zustand gemäß $\vec{J} = \vec{L} + (\vec{s}=\vec{0})$ mit dem Bahndrehimpuls $L=10$ bevölkert werden muß.

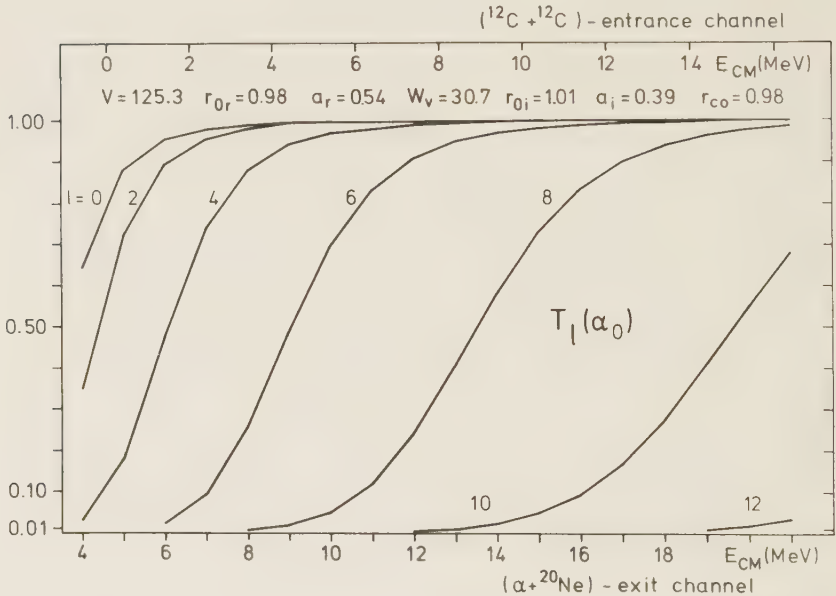


Abb.40 Transmissionskoeffizienten im $\alpha_0 + ^{20}\text{Ne}$ Ausgangskanal

In einem solchen Fall, wird also der Compoundkern in einen Ausgangskanal mit höherem Spin zerfallen, was, um bei dem Beispiel zu bleiben, im Falle von $s=4$ mit dem relativen Bahndrehimpuls $L=6$ oder 8 möglich wäre. Wir haben aber den Q-Wert des $s=4$ Zustands in ^{20}Ne (4.25 Mev) noch nicht berücksichtigt, und da wir diesen von der ^{12}C -Einschußenergie abziehen müssen, bleibt via Compound nur noch die Bevölkung dieses Zustands über den relativen Bahndrehimpuls $L=6$. Das bedeutet konkret, daß die $J^\pi=0^+$ Resonanz bei

$E_{cm}=4.25$ MeV via Compound nur in den O^+gs und den $2^+4.63$ MeV Zustand in ^{20}Ne zerfallen kann. Der Zerfall in den $2^-4.97$ MeV Zustand ist aufgrund dessen unnatürlicher Parität verboten (siehe Teil III B,2), die resonante Bevölkering der Zustände $4^+4.25$ MeV ($T_4=0.03$), $3^-/1^-$ ($T_3=0.01$, $T_1=0.1$) und aller höher angeregten Zustände aufgrund verschwindend kleiner Transmissionskoeffizienten. Wenn die Zustände 4^+ und $3^-/1^-$ dennoch (schwach) diese Resonanz mitmachen (siehe Abb.17), so ist dies nur über direkten Zerfall, des die Resonanz verursachenden doorway Zustands, möglich.

Die $J^\pi=2^+$ und $J^\pi=4^+$ Resonanzen bei $E_{cm}=5.64$ MeV und $E_{cm}=5.92$ MeV bevölkern die höher angeregten Zustände $O^+6.72$, $O^+7.20$, $2^+7.42$ und $2^+7.83$ MeV in ^{20}Ne besonders stark, wie Voit 20 gezeigt hat. Auch dies ist nur über direkten Zerfall des resonanten doorway Zustands möglich ($T_1 < 0.05$).

Die $J^\pi=4^+$ Resonanz bei $E_{cm}=6.87$ MeV bevölkert den $O^+6.72$ MeV Zustand wesentlich stärker als den O^+gs (siehe Abb.46). Dies ist umso erstaunlicher, als der Transmissionskoeffizient für Bevölkering via Compound sehr klein ist ($T_4 < 0.15$). Die Winkelverteilung des $O^+6.72$ MeV Zustands zeigt deutlich direkten Charakter (siehe Abb.25).

Der $O^+6.72$ MeV Zustand kann via Compound von keiner der $J^\pi=8^+$ Resonanzen (zwischen $E_{cm}=9.8$ und 11.4 MeV) resonant bevölkert werden, da er den relativen Bahndrehimpuls $L=8$ forttragen müßte ($T_8 \leq 0.05$). Die Winkelverteilungen dieses Zustands zeigen im Bereich der $J^\pi=8^+$ Resonanzen nichtresonantes $J^\pi=6^+$ Verhalten, bis auf eine Ausnahme. Die $J^\pi=8^+$ Resonanz bei $E_{cm}=10.9$ MeV bevölkert den $O^+6.72$ MeV Zustand wesentlich stärker, als den O^+gs , und zwar wie die Winkelverteilungen zeigen direkt (siehe Abb.30).

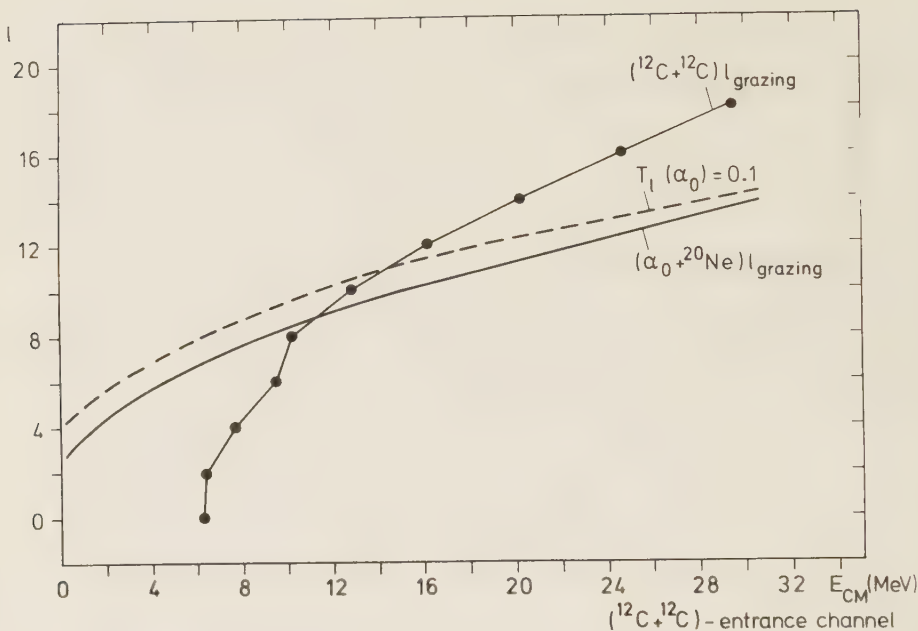


Abb.41 Bahndrehimpuls-Übertrag vom ^{12}C -Eingangs- auf den α -Ausgangs-kanal

Der Vergleich der grazing-L-Werte des $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Eingangskanals mit denjenigen des $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ Ausgangskanals ist in Abb.41 dargestellt.

Man entnimmt dieser Darstellung die Aussage :

α -Teilchen sind nicht in der Lage Bahndrehimpulse $L > 10$ fortzutragen ($T_l < 0.1$). Berücksichtigt man Q-Wert und Zerfallsmöglichkeit mit kleinstem relativen Bahndrehimpuls, für angeregte Zustände in ^{20}Ne , so wird deutlich, daß nur sehr wenig Zustände durch etwaige Resonanzen mit Spin und Parität $J^\pi \geq 12^+$ bevölkert werden können.

Da das Gesagte noch stärker für die anderen offenen Leichte-Teilchen-Kanäle zutrifft (p , d , n), und neben diesen nur noch die Ausgangskanäle $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ offen sind, bedeutet dies, daß etwaige $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit Spin $J \geq 12$ nur in den totalen

summierten Wirkungsquerschnitten der $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ Ausgangskanäle prominent hervortreten können. Man wird also nach $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit $J \geq 12^+$ in den Ausgangskanälen $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ suchen müssen.

Als Konsequenz des Drehimpulsübertrag-Verhaltens erwartet man, daß der Fusionsquerschnitt (enthält nicht direkte und inelastische Kanäle) der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ oberhalb $E_{\text{cm}} \approx 16$ MeV deutlich abknickt, und dann unterhalb des Reaktionsquerschnitts verläuft. Ein Vergleich der Abbildungen 41 und 42 bestätigt dies eindrucksvoll.

3) HAUSER-FESHBACH-Rechnungen für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Nach der von Hauser und Feshbach entwickelten statistischen Theorie zur Beschreibung von Compound-Reaktionen, berechnet sich der mittlere totale Compound-Wirkungsquerschnitt, für den Übergang in einen diskreten Endzustand, als Produkt von Bildungswahrscheinlichkeit des Compoundkerns mit der Zerfallswahrscheinlichkeit in diesen Kanal, dividiert durch die Summe der Zerfallswahrscheinlichkeiten in alle offenen Kanäle, wobei jede dieser Größen mit geeigneten statistischen Faktoren gewichtet wird :

$$\bar{\sigma}_{aa'} = 2\pi \chi_a^2 \sum_{J,\pi} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \frac{(\sum_{e,s} T_e^a)_{J,\pi} \cdot (\sum_{e',s'} T_{e'}^{a'})_{J,\pi}}{(\sum_{e'',s'',c''} T_{e''}^{c''})_{J,\pi}}$$

(Eingangskanal = c, Ausgangskanal = c', Anzahl aller offenen Kan. = c'')

Die Quantenzahlen eines Kanals c sind $c = (a, I, i, s, l, J, \pi)$, mit dem Teilchenpaar a, den Grundzustandspins I und i von Target und Projektil, dem Kanalspin s, dem relativen Bahndrehimpuls l, und Gesamtdrehimpuls J mit Parität π . Aufgrund der Identität der Kerne im Eingangskanal ist J immer gerade, was zu einem Faktor 2 vor $\pi \chi_a^2$ führt.

Die Transmissionskoeffizienten T_1^a und $T_1^{a'}$ in Eingangs- und Ausgangskanal können für bekannte OM Parameter sehr einfach berechnet werden. Die Gesamtzahl offener Kanäle, in die ein Zustand bei einer bestimmten Energie mit Spin J zerfallen kann, ist gegeben durch :

$$G(J) = \sum_{a'} \sum_{l'=0}^{l'_{\max}} \sum_{s=|J-l'|}^{J+l'} \sum_{I'=|s-i'|}^{s+i'} [N_{e'}(I') + \int_{E_0}^{E(l')} g(E, I') T_{e'}^a dE]$$

$N_J(I')$ ist die, bis zu einer Anregungsenergie E_0 , bekannte Anzahl von Zuständen mit Spin I' ; darüber wird die Zahl von Zuständen mit Spin I' mit Hilfe einer Niveaudichte-Formel $g(E, I')$ berechnet, und zwar durch Integration bis zu einer maximalen Energie $E(l')$, die

durch den Abfall des Transmissionskoeffizienten T_1 auf einen sehr kleinen Wert begrenzt wird.

Die Rechnungen wurden freundlicherweise von Dr.S.M.B.Lee mit dem HF-code KAUFES in Strasbourg durchgeführt.

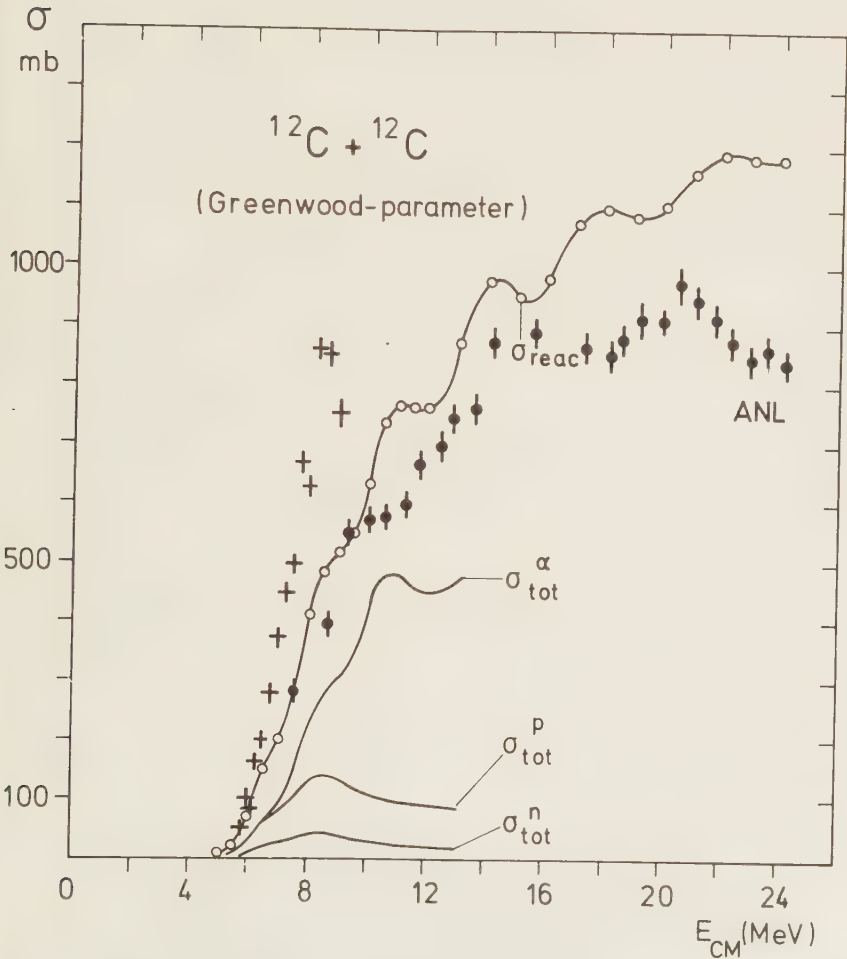


Abb.42 Reaktionsquerschnitt σ_{react} für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mit den OM-Parametern von Greenwood ⁵⁰; + = σ_{tot} von Patterson ³², • = σ_{fusion} ANL ⁵¹.

Abb.42 kann man entnehmen, daß einerseits der von Patterson ³² angegebene totale Wirkungsquerschnitt (+) oberhalb $E_{cm}=6$ MeV zu groß ist, andererseits das $^{12}C+^{12}C$ Potential von Malmin ⁴² den in Argonne (ANL) ⁵¹ gemessenen Fusionsquerschnitt für $^{12}C + ^{12}C$ (●) bis etwa $E_{cm}=16$ MeV befriedigend wiedergibt. Über $E_{cm} \approx 16$ MeV tritt der Effekt ein, den man aufgrund Abb.41 erwartet :

der Fusionsquerschnitt zeigt an dieser Stelle einen Knick und fällt deutlich ab.

Weiter zeigt Abb.42 die Anteile der dominanten Ausgangskanäle am Reaktionsquerschnitt; man sieht, daß oberhalb des Coulombwalls der α -Kanal eindeutig dominiert. Es erscheint daher folgerichtig Resonanzen im $^{12}C + ^{12}C$ System zu-erst im dominierenden Ausgangskanal $\alpha + ^{20}Ne$ zu suchen. Denn, Aussagen über den Resonanz-Mechanismus können nur getroffen werden, wenn ein relevanter Anteil am Reaktionsquerschnitt untersucht wird; umso-mehr, da Resonanzen dieses Typs bislang nur in Systemen entdeckt wurden, die α -Teilchen-Kerne (4N-Kerne) als Reaktionspartner im Eingangskanal haben.

Hauser-Feshbach-Rechnungen wurden mit den von Michaud ¹⁹ und Greenwood ⁵⁰ für den Eingangskanal und die Ausgangskanäle vorgeschlagenen OM-Potentialen durchgeführt. Man entnimmt Abb.43 unschwer, daß Rechnungen mit den Potentialen von Michaud viel zu große Werte, vorallem für die 0^+ , 2^+ , 4^+ Zustände, liefern. Eine Verwendung der von Greenwood für die Ausgangskanäle vorgeschlagenen Potentiale, bringt zwar eine Verbesserung, aber erst Rechnungen , die die von Greenwood vorgeschlagenen Potentiale sowohl im Eingangskanal, als auch in den Ausgangskanälen implizieren, liefern gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Die vorhandenen Resonanzen und Fluktuationen können mit Hauser-Feshbach-Rechnungen natürlich nicht wiedergegeben werden.

Im Folgenden handelt es sich immer um Hauser-Feshbach-Rechnungen mit den von Greenwood angegebenen OM-Parametern.⁵⁰

Abb.44 zeigt die totalen Wirkungsquerschnitte für die tiefliegenden Zustände α_0 bis α_5 in ^{20}Ne , die gestrichelten Linien geben HF-Rechnungen wieder. Da HF-Rechnungen nur energiegemittelte Compound-Wirkungsquerschnitte wiedergeben, ist die Übereinstimmung von Experiment und Rechnung als gut zu bezeichnen. Anders hingegen entnimmt man Abb.45, daß die Rechnungen die totalen Wirkungsquerschnitte der höher angeregten Zustände α_6 bis α_{11} schlecht reproduzieren; die HF-Vorhersagen liefern viel zu kleine Wirkungsquerschnitte für diese Zustände. Besonders auffallend ist, daß der totale Wirkungsquerschnitt des hochangeregten $2^+7.83$ MeV Zustands in ^{20}Ne (α_{11}) im gesamten Energiebereich weit über den HF-Rechnungen liegt, und sich nur in extremen Minima den HF-Vorhersagen nähert. Die Winkelverteilungen des $2^+7.83$ MeV Zustands sind - mit Ausnahme dieser Minima - stark vorwärts gepeakt, was auf einen direkten Bevölkerungs-Mechanismus hinweist. Die Winkelverteilungen des $0^+6.72$ MeV Zustands zeigen an den Resonanzenergien $E_{\text{cm}}=6.87$ MeV und $E_{\text{cm}}=10.9$ MeV ebenfalls direkten Charakter (siehe Abb.25 und 30). Es ist deshalb von Interesse die Verzweungsverhältnisse (branching-ratio) für den Zerfall in Zustände mit gleichem Spin zu betrachten. Abb.46 vergleicht das experimentelle Ergebnis für die beiden Zustände 0^+ gs und $0^+6.72$ MeV mit HF-Vorhersagen, die voraussetzen, daß die Bevölkerung nur über Compoundkern-Bildung abläuft; Abb.47 zeigt den Befund für die beiden Zustände $2^+1.63$ MeV und $2^+7.83$ MeV in ^{20}Ne . Der unterschiedliche Anregungsgrad der beiden Zustände, die verglichen werden, beinhaltet in beiden Fällen eine Q-Wert-Differenz von etwas über 6 MeV. Die HF-Verzweungsverhältnisse für Zustände gleichen Spins, sind eine Folge der Energieabhängigkeit der Transmissionskoeffizienten für den Zerfall (siehe Abb.40), und daher

in beiden Fällen etwa gleich (Die Transmissionskoeffizienten im Eingangskanal und der HF-Denominator sind identisch).

Das Verzweigungsverhältnis für die beiden O^+ -Zustände (Abb.46) weist starke Maxima auf, an den Resonanzenergien $E_{cm}=6.25, 6.87, 7.91, 8.46, 9.06, 10.63$ und 10.9 MeV, wohingegen sich Minima zeigen bei $E_{cm}=7.71, 8.26, 8.86, 9.84$ und 11.38 MeV.

Im Verzweigungsverhältnis für die beiden 2^+ -Zustände (Abb.47) ergeben sich Maxima an den Resonanzenergien $E_{cm}=7.91, 8.46, 8.86, 9.84$ und 11.38 MeV, und Minima bei $E_{cm}=7.71, 8.26, 9.06$ und 10.63 MeV; die $J^\pi=8^+$ Resonanz bei $E_{cm}=10.9$ MeV bevölkert beide 2^+ Zustände sehr stark.

Es ist auffallend, daß die Resonanz-Dubletts bei $E_{cm}=7.71/7.91, 8.26/8.46$ und $8.86/9.06$ MeV offenbar dadurch zustande kommen, daß im einen Fall Zustände mit geringer Anregungsenergie stark bevölkert werden, im anderen Fall bevorzugt hoch angeregte Zustände.

Extremfälle stellen die $J^\pi=4^+$ und die $J^\pi=8^+$ Resonanz bei $E_{cm}=6.87$ und 10.9 MeV im O^+ -Verzweigungsverhältnis dar, und die $J^\pi=8^+$ Resonanz bei 11.38 MeV im Verzweigungsverhältnis der beiden 2^+ -Zustände. Die hochangeregten Zustände werden jeweils um einen Faktor 3 stärker bevölkert, als die tiefliegenden Zustände gleichen Spins, was um mehr als eine Größenordnung über den HF-Vorhersagen liegt.

Auch im off-resonance Bereich zeigen die beiden Verzweigungsverhältnisse starke Fluktuationen; im Mittel gesehen werden dabei die hochangeregten Zustände wesentlich stärker bevölkert, als man dies aufgrund des statistischen Modells zur Beschreibung von Compound-Reaktionen erwartet. Man kann darin einen Hinweis dafür sehen, daß neben resonant gebildeten doorway-states auch nichtresonante direkte Anteile vorliegen. Der Übergang vom $^{12}C + ^{12}C$ Eingangskanal zu den $\alpha + ^{20}Ne$ Ausgangskanälen erfolgt demnach via Compound- oder direkte

Reaktion; nur unter gewissen optimalen Bedingungen, dh. bei bestimmten Einschußenergien, ist ein doorway-state zwischengeschaltet.

Es liegt auf der Hand, daß der Resonanz-Mechanismus stark selektiven Charakter hat, dh. es werden in der Regel bestimmte Zustände bevorzugt gegenüber anderen bevölkert.

Um dies zu verstehen, ist es nötig die Struktur der Zustände in ^{20}Ne zu untersuchen. Bekanntlich zeigt ^{20}Ne ein Spektrum, wie man es für ein Niveauschema erwartet, das aus Rotationsbanden mit unterschiedlichen Bandenköpfen besteht. Tabelle VIII zeigt die Zuordnung der hier interessierenden Zustände zu verschiedenen Banden in ^{20}Ne nach Fortune ⁴³.

Bande	Zustände	Konfiguration, Fragmentierung
gs-band $K^\pi=0^+$	$0^+_{\text{gs}}, 2^+1.63, 4^+4.25$	$(sd)^4 \triangleq 4p \quad \alpha + ^{16}\text{O}$
$K^\pi=2^-$	$2^-4.97, 3^-5.62, 4^-7.0$	$(sd)^5(1p)^{-1} \triangleq 5p-1h$
$K^\pi=0^-$	$1^-5.79, 3^-7.17$	$(sd)^3(fp)^1$
$K^\pi=0^+_1$	$0^+6.72, 2^+7.42$	$(sd)^4 \triangleq 4p-4h \quad \alpha + ^{16}\text{O}$
$K^\pi=0^+_2$	$0^+7.20, 2^+7.83$	$(sd)^8(1p)^{-4} \triangleq 8p-4h \quad 2\alpha + ^{12}\text{C}$

Tabelle VIII Rotationsbanden in ^{20}Ne (ref.43)

Als Basis im Teilchen-Loch-Formalismus dient ein ^{16}O -Kern (p-h). Wenn also der gebildete doorway-state die Struktur einer α -Fragmentierung hat, so muß man erwarten, daß Zustände in ^{20}Ne mit ziemlich reiner α -Struktur bevorzugt bevölkert werden; das sind im vorliegenden Falle die $K^\pi=0^+$ Banden. Hat der doorway-state $2\alpha + ^{16}\text{O}$ Struktur, wird er bevorzugt in die 0^+_{gs} - und die $K^\pi=0^+_1$ Bande zerfallen, mit dem $0^+6.72$ MeV Zustand als Bandenkopf; hat er hingegen $3\alpha + ^{12}\text{C}$ Struktur wird er die $K^\pi=0^+_2$ Bande bevorzugt bevölkern, die den $0^+7.20$ MeV Zustand als Bandenkopf hat.

Dieser α -doorway-state kann direkt in die offenen α -Kanäle zerfallen, oder zum Compoundkern verschmelzen ^{12,19}, um dann via Compound alle offenen Reaktionskanäle zu bevölkern. Die experimentellen Ergebnisse von Voit et al. ^{12,20} werden durch die vorliegende Arbeit in einem Maße ergänzt, daß kein Zweifel mehr daran bestehen kann, daß zumindest ein großer Teil der gefundenen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen durch resonante Bildung von α -doorway-states verursacht werden.

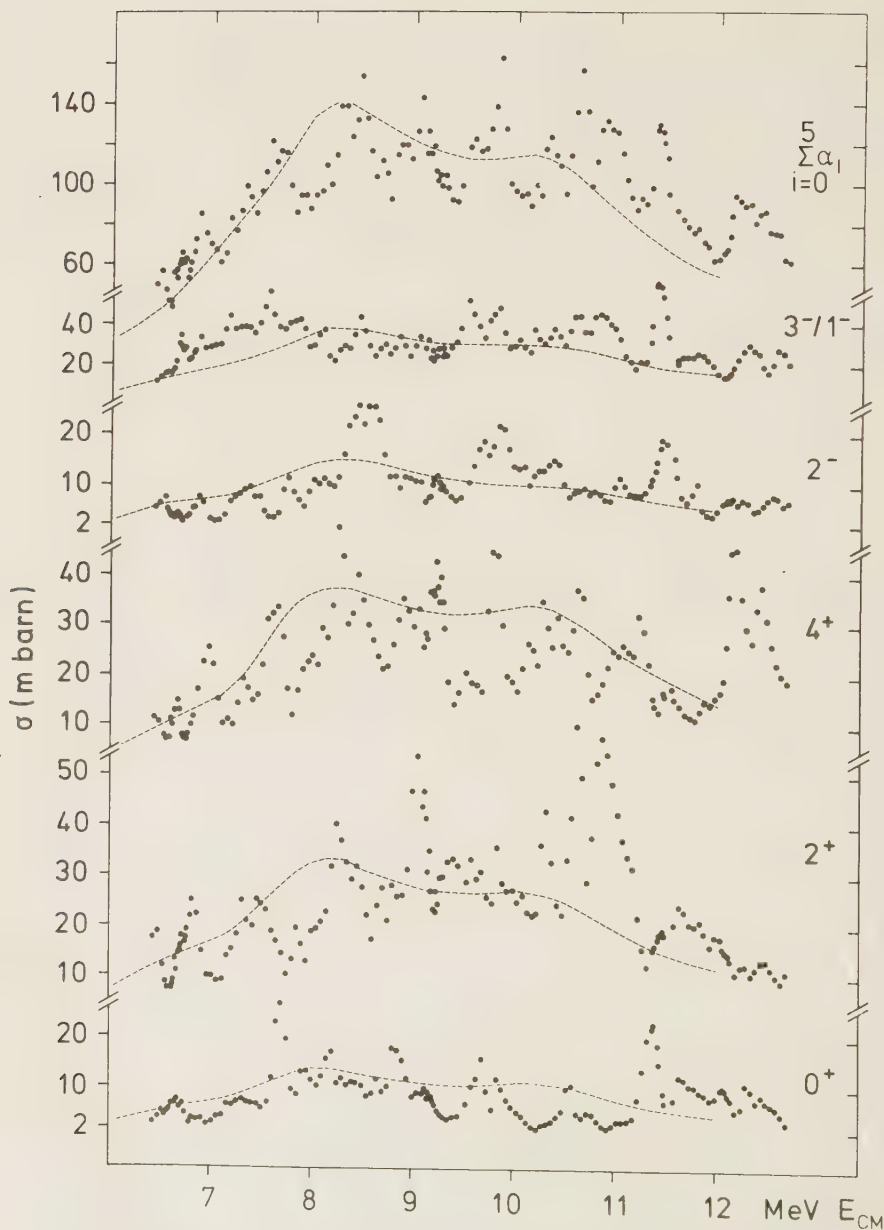


Abb. 44 Totaler Wirkungsquerschnitt für die tiefliegenden Zustände in ^{20}Ne , die gestrichelten Linien sind HF-Rechnungen.

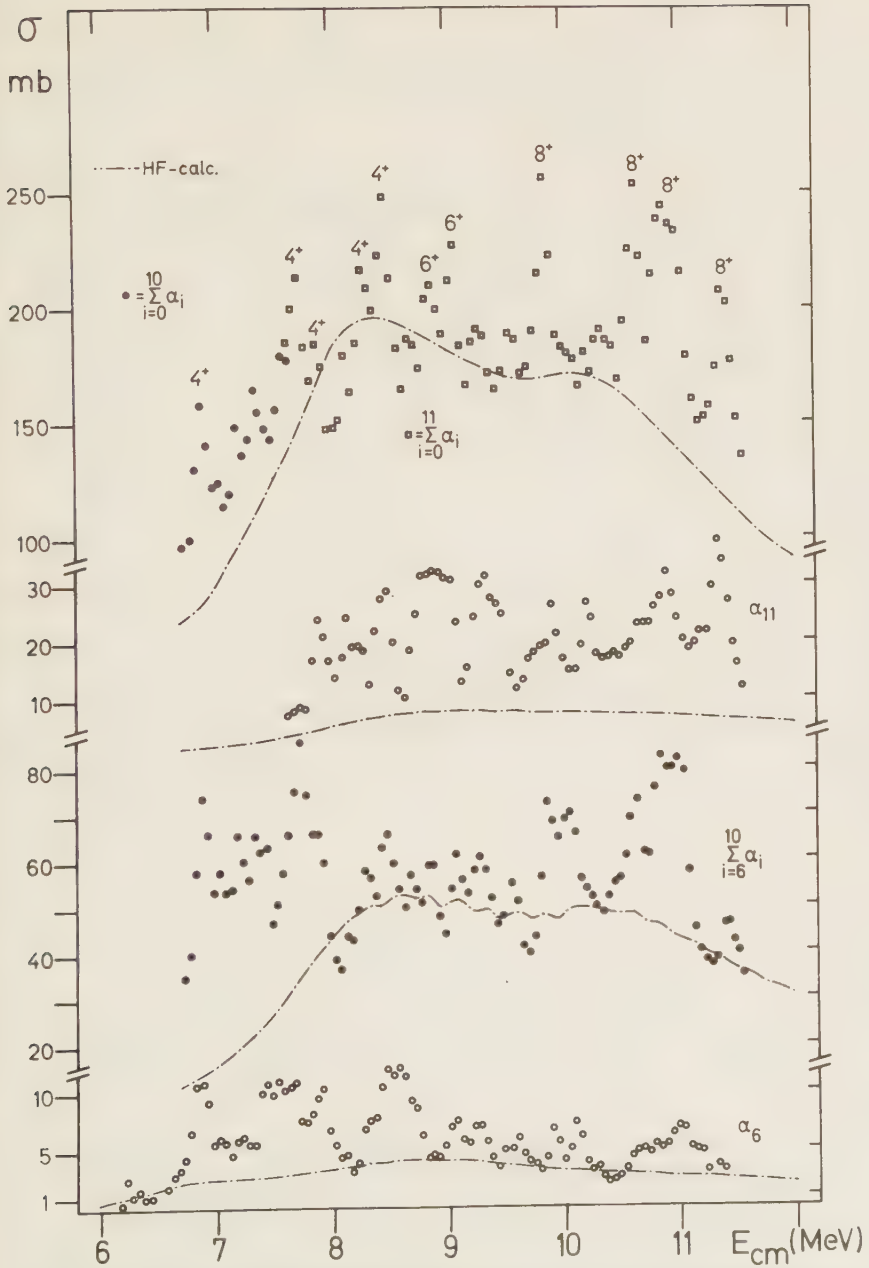


Abb.45 Totaler Wirkungsquerschnitt für die höher angeregten Zustände in ^{20}Ne , HF-Rechnungen sind strichpunktiert.

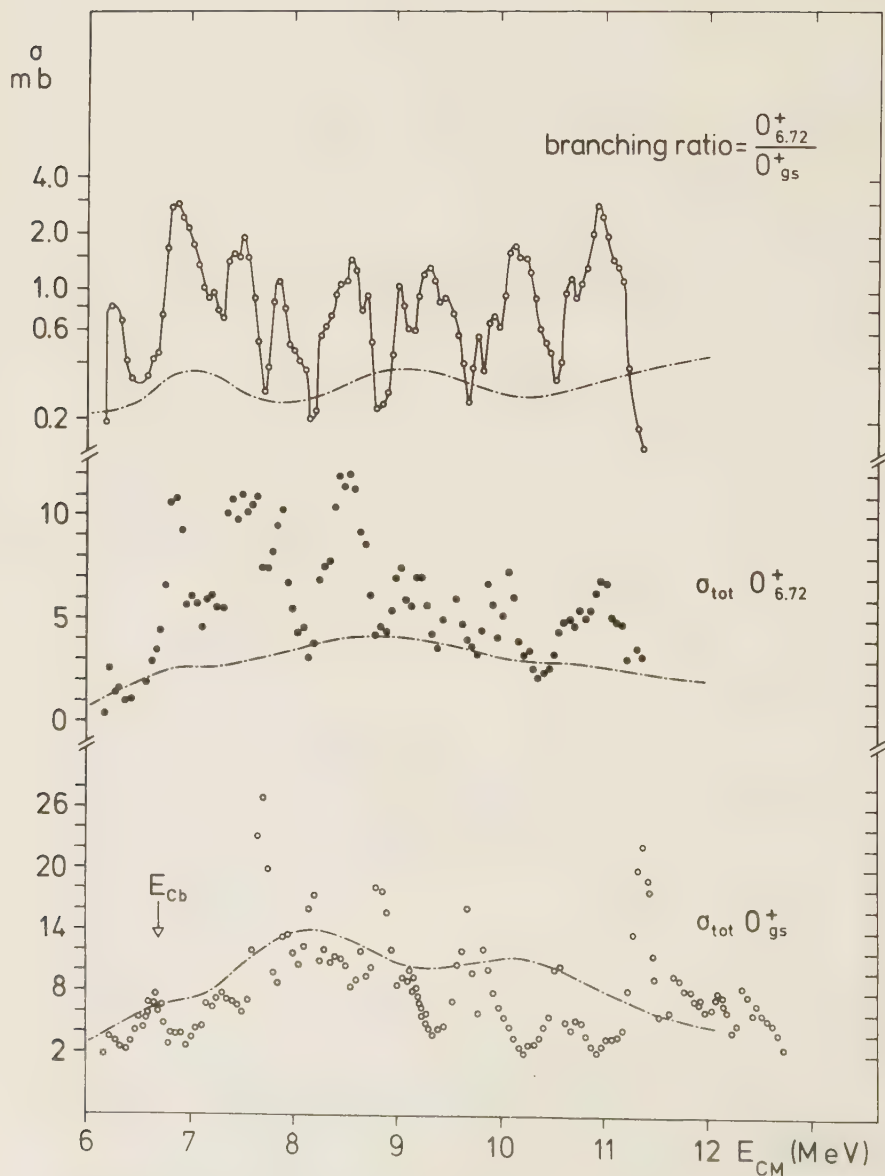


Abb.46 Verzweungsverhältnisse für den Zerfall in O^+ -Zustände in ^{20}Ne , HF-Rechnungen sind strichpunktiert.

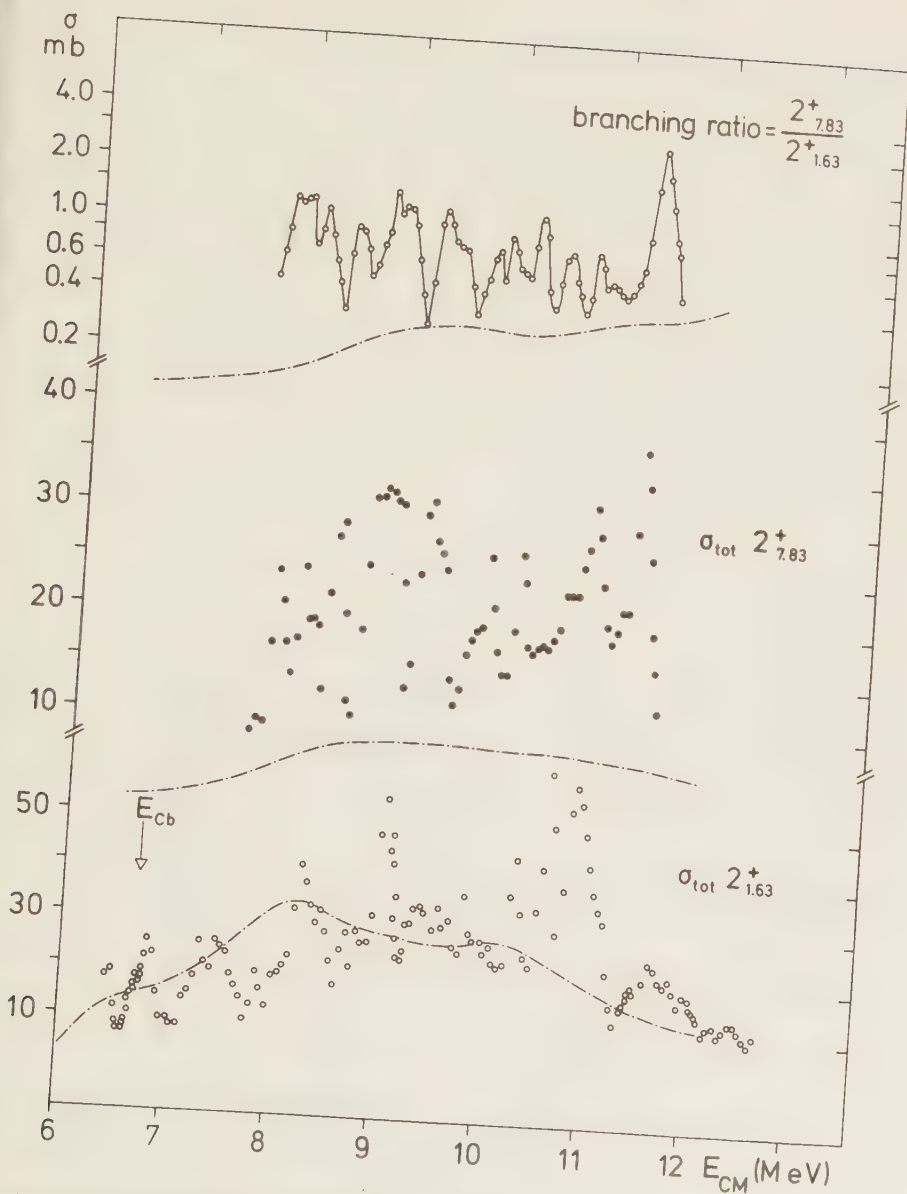


Abb.47 Verzweungsverhältnisse für den Zerfall in 2^+ -Zustände in ^{20}Ne , HF-Rechnungen sind strichpunktiert.

4) Untersuchung der Kernstreuphasen δ_1

Die Diskussion der grazing-L-Werte für den Eingangskanal hatte eine mögliche Erklärung dafür gegeben, warum die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen in Gruppen mit gleichem Spin auftreten: nur die Wechselwirkung beider Kerne im Oberflächenbereich führt den Eingangskanal in einen doorway-state über; dringt die Partialwelle tief in den Kern ein, so führt die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung den Eingangskanal direkt in den Compoundkern über. Eine andere mögliche Erklärung für das Auftreten dieser $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanz-Sequenz wäre die folgende: Der Reaktionsquerschnitt für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zeige breite Shape-Resonanzen, mit jeweils definiertem Spin J. Diese Einteilchen-Resonanzen (auf jeden Fall ist $\Gamma_{\text{s.p.}} \geq 1 \text{ MeV}$) werden durch die Restwechselwirkung, zB. der im Projektil vorgebildeten α -Teilchen mit denjenigen im Targetkern 12,19 , aufgesplittet, wobei das Zentrum einer solchen Resonanzgruppe etwa bei der jeweiligen grazing-Energie liegt. Feshbach ⁴⁵ hat, während diese Arbeit entstand, vorgeschlagen, intermediäre Strukturen als aufgesplittete Grobstruktur zu interpretieren.

Eine Partialwellen-Analyse ⁴⁶ bietet die Möglichkeit diese Vorstellung zu überprüfen ⁴⁷. Der Ausdruck für den elastischen Wirkungsquerschnitt lautet darin :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[f(\theta)_c + f(\pi-\theta)_c + \frac{1}{ik} \sum_{\text{gerade}} (2l+1) e^{2i\sigma_l} \left[P_l(\cos\theta) + P_l(\cos\pi-\theta) \right] (1 - A_l e^{2i\delta_l}) \right]^2$$

Die Kernstreuphase δ_1 kommt lediglich in der Form $e^{2i\delta_1}$ vor; wegen der Periodizität kann die Kernstreuphase δ_1 nicht absolut bestimmt werden, sie kann ebensogut $\delta_1 + \pi$ sein. Man sieht sofort, daß der elastische Wirkungsquerschnitt im Falle $\delta_1 = \pm 90^\circ$ resonantes Verhalten zeigt, da $(1 - A_1 e^{2i\delta_1})$ für $e^{\pm i\pi} = -1$ in $(1 + A_1)$ übergeht. Für

den Fall, daß $\delta_1 = 0^\circ$ oder 180° ist, wird $(1-A_1 e^{2i\delta_1})$ für $e^{\pm 2i\pi} = +1$ zu $(1-A_1)$, und da $A_1 > 0$ ist, zeigt die elastische Streuung ein Minimum.

Handelt es sich um eine shape Resonanz, die an der grazing-Energie einer bestimmten Partialwelle liegt, und die durch Restwechselwirkung aufgesplittet wurde, so sollte im Schwerpunkt einer solchen Resonanzgruppe gelten $\delta_1 \approx 90^\circ$ und $A_1 \approx 0.5$; dh. die Wellenfunktionen innerhalb und außerhalb des Streupotentials gehen am Kernrand optimal in einander über, also mit der Steigung Null.

Abb.48 zeigt die Kernstreuphasen δ_1 , die Koeffizienten A_1 und den Reaktionsquerschnitt σ_{reac} , berechnet mit den OM-Parametern von Malmin ⁴².

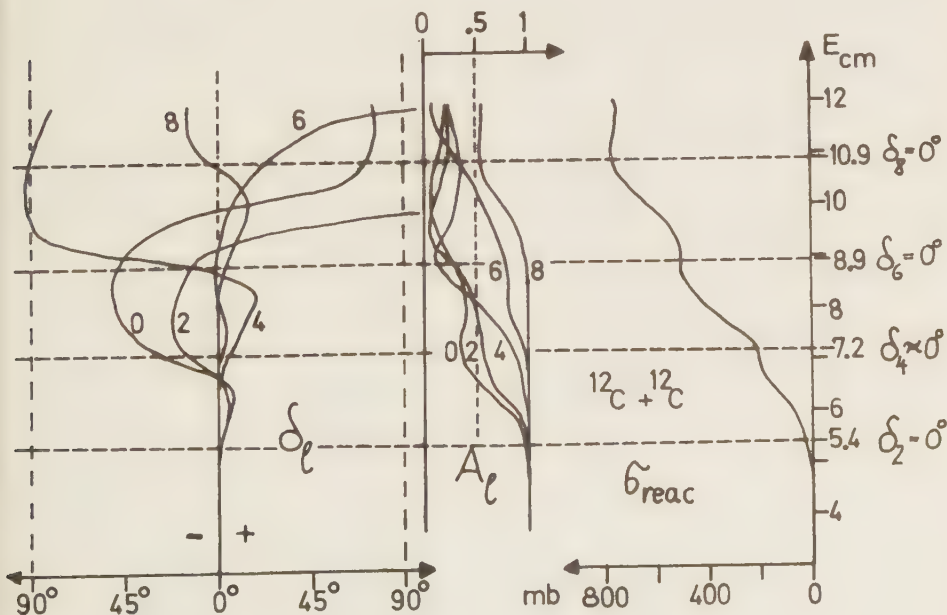


Abb.48 Verlauf der Kernstreuphasen für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Die gestrichelten waagrechten Linien geben die experimentell ermittelten Energieschwerpunkte der Resonanzgruppen mit gleichen Spins an. Man sieht, daß die Kernstreuphase δ_1 für die betreffende Partialwelle im Schwerpunkt der Resonanzgruppe ≈ 0 ist. Dh. aber, die Partialwelle dringt nicht in das Streupotential ein, die Wechselwirkung findet nur an der Kernoberfläche statt. Interessant ist, daß die Partialwellen $l=6$ und $l=8$ an diesen Stellen von Reflexion ($\delta_1 > 0$) zu Absorption ($\delta_1 < 0$) übergehen. Offenbar ist die in Teil III C,1 geäußerte Ansicht, daß nur die Oberflächen-Partialwellen zur Bildung von resonanten doorway Zuständen führen, zutreffend; es handelt sich nicht um aufgesplittete shape Resonanzen. Die Transparenz der Partialwellen ist von entscheidender Bedeutung; die Oberflächenpartialwellen agieren als doorway-states. Rechnungen mit den "shallow" Potentialen von Michaud¹⁹ und Reilly⁴¹ zeigen dasselbe Verhalten.

IV Interpretation der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen

Die gefundenen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen treten im Wesentlichen als Gruppen mit gleichem Spin J auf, beschränkt auf bestimmte Energieintervalle; dabei steigt der Wert für den Resonanzspin mit wachsender Einschußenergie. Dieser experimentelle Befund ist mit keinem der bekannten Kernmolekül-Modelle in Einklang zu bringen. Einerseits kann die Vielzahl von Resonanzen im Bild eines $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kernmoleküls nicht wiedergegeben werden, zum anderen ist das Imanishi-Nogami Modell ⁴ nicht in der Lage, die gefundene Resonanz-Sequenz zu reproduzieren. In diesem Modell bildet der Eingangskanal resonant einen doorway Zustand mit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ oder $^{12}\text{C}^* + ^{12}\text{C}^*$ Konfiguration; aufgrund der sich dadurch ergebenden Kopplungsmöglichkeiten entsteht eine Vielzahl von Resonanzen: Abb.49 zeigt dies schematisch.

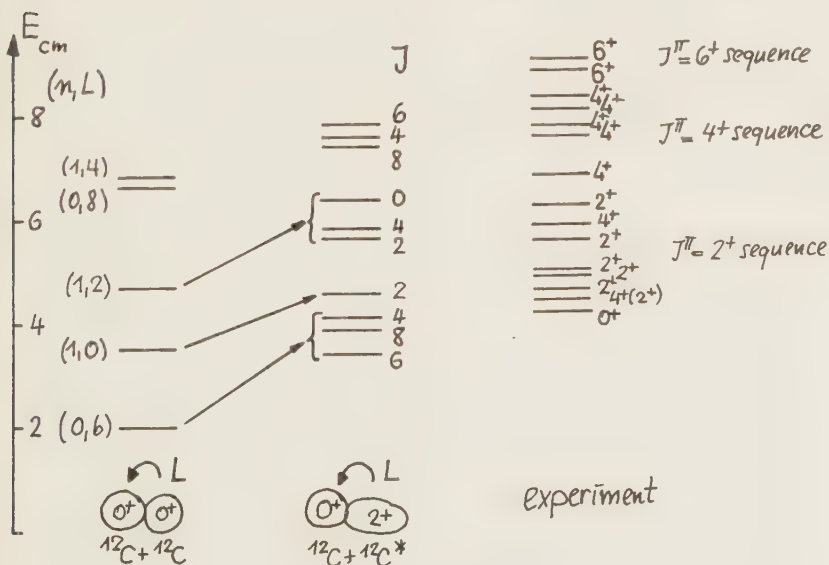


Abb.49 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen im Imanishi-Nogami-Modell, schematisch dargestellt am Beispiel eines $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ Kernmoleküls; Rotationszustände in einem deformierten Kopplungspotential.

Man erkennt unschwer, daß das Imanishi-Nogami-Modell nicht geeignet ist, den Charakter der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen zu beschreiben. Gleichwohl soll nicht ausgeschlossen werden, daß ein Teil der gefundenen Resonanzen vom Typ $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$, oder $^{12}\text{C}^* + ^{12}\text{C}^*$ sein kann. In Frage kommen dabei nur Kernmolekül-doorway-Zustände, in denen beide Kerne zu Kanalspin $s=0$ koppeln; mit dieser Beschränkung ist es im Imanishi-Nogami-Modell nicht möglich, so viele eng zusammenliegende Resonanzen zu reproduzieren.

Da der Reaktionsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ im Wesentlichen durch die α -Kanäle (siehe III C,3), und weiter nennenswert nur noch durch die p, n, d, und ^8Be -Kanäle, bestimmt wird, und nur wenige der offenen Ausgangskanäle in der Lage sind hohe Drehimpulse fortzutragen, kann vorhergesagt werden, daß etwaige $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit Spin und Parität $J^\pi > 12^+$, im Reaktionsquerschnitt nur mehr sehr schwach hervortreten können. Die Gründe hierfür wurden bereits diskutiert (III C,2), es wird noch einmal näher darauf eingegangen. Die in Frage kommenden Restkern-Spektren weisen nur sehr wenig Hochspin-Zustände (high spin states), verglichen mit Zuständen mit kleinem Spin, auf, die zudem sehr hoch angeregt sind. Via Compound können, auch bei hohen Einschußenergien, nur sehr wenig Zustände durch Partialwellen $l > 12$ bevölkert werden. Und zwar werden in einer Gruppe von benachbarten Zuständen, diejenigen besonders stark bevölkert, die die höchsten Spinwerte haben. Das liegt einfach daran, daß der Zerfall des Compoundkerns in diese Hochspin-Zustände mit dem geringsten relativen Bahndrehimpuls vonstatten geht, die l-Barriere somit durchtunnelt werden kann; während die benachbarten Zustände mit kleinem Spin große Bahndrehimpulse forttragen müssen, und aufgrund kleiner Transmissionswahrscheinlichkeiten nur sehr schwach bevölkert werden. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen mit $J^\pi > 12^+$

werden via Compound die Ausgangskanäle $^8\text{Be} + ^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ bevorzugt bevölkern. Leichte-Teilchen-Kanäle können - mit Ausnahme von Hochspin-Zuständen - nur über einen direkten oder semi-direkten Reaktionsmechanismus bevölkert werden (dabei entfällt uU. die Möglichkeit der Spinbestimmung).

Cosman et al.⁴⁸ formierten alle Spinwerte für zu der Zeit bekannte $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen - die größtenteils falsch waren - zu einer Rotationsbande in ^{24}Mg , und schlossen daraus auf die Existenz eines $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Moleküls. Sie ermittelten für diese Rotationsbande eine Steigung von $\hbar^2/2I = 100 \text{ keV}$, und ordneten diesen Wert einem rotierenden Gebilde aus zwei ^{12}C -Kernen bei "grazing distance" (Berühren beider Kerne) zu. Im Folgenden wird gezeigt, warum diese Schlußfolgerung sehr willkürlich ist.

Für die Rotationsenergie erhält man den Ausdruck $E_J = \hbar^2/2I J(J+1)$, wobei I das Trägheitsmoment des rotierenden Gebildes bezüglich einer festen Drehachse darstellt; den Wert für $\hbar^2/2I$ in keV bezeichnet man als Steigung der Rotationsbande, und berechnet ihn in kernphysikalischen Einheiten praktikabel mittels $\hbar^2 c^2 / 2I c^2$ mit $\hbar^2 c^2 = (197)^2 (\text{MeV fm})^2$. Alle Rechnungen im Folgenden stellen klassische Näherungen für feste Körper (rigid body) dar.

Berechnen wir zB. das Trägheitsmoment einer ^{24}Mg Fragmentierung, bestehend aus einem ^{12}C core umgeben von 3 α -Teilchen in Tetraeder-Struktur, unter Anwendung des Satzes von Steiner; nehmen wir an, daß die 3 α -Teilchen am ^{12}C -Rumpf anliegen, und das ganze Gebilde um eine feste Drehachse durch den Rumpfmittelpunkt, senkrecht zur Zeichenebene, rotiert (Abb.50). Der Abstand Δ der α -Teilchen zur Drehachse entspricht im Falle eines regulären Tetraeders - wie man leicht einsieht -, der halben Kantenlänge $K = R_{^{12}\text{C}} + R_{\alpha} =$

$$= r_0^{^{12}\text{C}} (12)^{1/3} + r_0^{\alpha} (4)^{1/3} = 5.31 \text{ fm} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} r_0^{^{12}\text{C}} = 1.35 \text{ fm} \\ r_0^{\alpha} = 1.4 \text{ fm} \end{cases} \rightarrow \Delta = 2.66 \text{ fm}$$

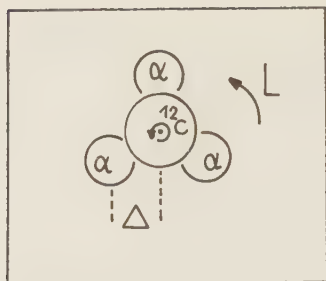


Abb.50 α -Molekül vom Typ $3\alpha + {}^{12}\text{C}$ in Tetraeder-Struktur, Rotationsachse senkrecht zur Zeichenebene.

$$\frac{I_C^2}{\hbar^2 C^2} = \frac{2}{5} m_{12C} R_{12C}^2 C^2 + 3 \cdot \frac{2}{5} m_\alpha R_\alpha^2 C^2 + 3 m_\alpha \Delta^2 C^2 = 3.71 \text{ MeV}^{-1}$$

Dabei wurden die Massen in Einheiten der atomaren Masseneinheit $u = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ eingesetzt, die Teilchenradien R für ${}^{12}\text{C}$ und α mit $r_0 = 1.35 \text{ fm}$ und $r_0 = 1.4 \text{ fm}$.

Die α -Teilchen liefern durch den Term $3m_\alpha \Delta^2 C^2$ den Hauptbeitrag, eine Änderung der Teilchen-Radien verändert das Ergebnis also nicht entscheidend. Man erhält durch Variation des Abstands Δ der α -Teilchen zur Drehachse verschiedene Werte für die Steigung $\hbar^2/2I$.

Berechnen wir in gleicher klassischer Weise die Trägheitsmomente für andere mögliche ${}^{24}\text{Mg}$ Fragmentierungen mit vernünftigen Teilchen-Radien r_0 , und belassen die Radien für ${}^{12}\text{C}$ und α -Teilchen. Variieren wir die Abstände Δ zur Drehachse in einem vernünftig erscheinenden Rahmen so erhält man die in Tabelle IX zusammengefaßten Werte für die Steigungen $\hbar^2/2I$ von Rotationsbanden der Form ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{12}\text{C}-{}^{12}\text{C}$.

${}^{12}\text{C}-3\alpha$, ${}^{16}\text{O}-2\alpha$, und ${}^{20}\text{Ne}-\alpha$. "In einem vernünftig erscheinenden Rahmen" soll heißen: Die Fragmente eines rotierenden Gebildes überlappen nicht, oder nur schwach; die Fragmente sind nahe genug beisammen, um im Bereich gegenseitiger Wechselwirkung zu liegen.

ART der Fragmentierung	Δ (fm)	$\hbar^2/2I$ (kev)
^{24}Mg  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ 1.1 fm		181 216
$^{20}\text{Ne} + \alpha$  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$	4 5 6	133 108 88
$^{16}\text{O} + 2\alpha$  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$	4 5	113 81
$^{12}\text{C} + 3\alpha$  $r_0 = 1.35 \text{ fm}$	2.66 3 4	135 117 80
$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  $r_0 = 1.35 \text{ fm}$	3.09 2.5	65 grazing distance 86 Überlapp

Tabelle IX Trägheitsmomente verschiedener ^{24}Mg Fragmentierungen, $r_0 = 1.4 \text{ fm}$, rigid-body Näherung.

Nehmen wir einmal an, die beiden ^{12}C -Kerne im Eingangskanal haben starken Überlapp mit α -Teilchen-Struktur, was nicht unplausibel erscheint. Anhand Tabelle IX sieht man leicht ein, daß, wenn sich die beiden ^{12}C -Kerne im Eingangskanal so nahe kommen, daß sie leicht überlappen, dieses rotierende $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Gebilde unter Beibehaltung des Trägheitsmoments in die ^{24}Mg Fragmentierungen $\alpha + ^{20}\text{Ne}$, $2\alpha + ^{16}\text{O}$ und $3\alpha + ^{12}\text{C}$ übergehen kann. Die Verschmelzung zum Compoundkern ^{24}Mg hingegen bewirkt eine drastische Änderung des Trägheitsmoments. Wenn die Oberflächen-Partialwellen im Reaktionsmechanismus eine dominierende Rolle spielen, die Wechselwirkung also nur an der Kernoberfläche stattfindet, wofür sehr starke

Hinweise vorliegen (siehe Teil III C), ist der Übergang zu einem α -Teilchen doorway Zustand wahrscheinlicher, als das direkte Verschmelzen der ^{12}C -Kerne zum Compoundkern.

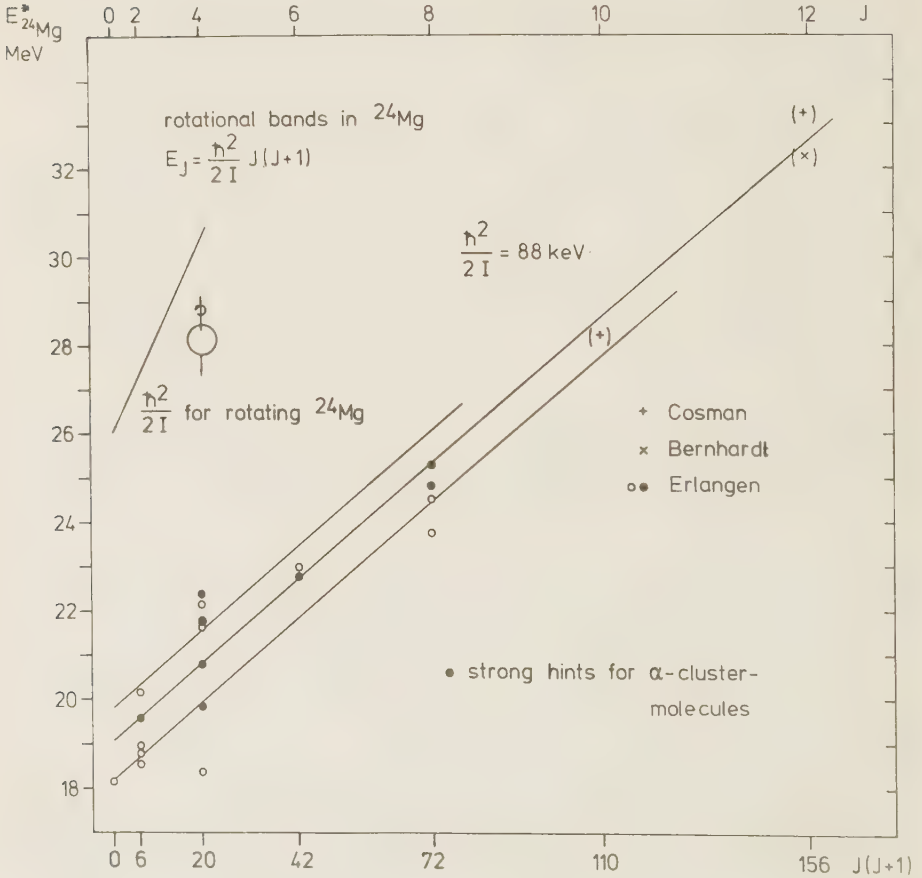


Abb.51 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen als Rotationsbanden in ^{24}Mg , eingeblendet ist die Steigung einer normalen ^{24}Mg Rotationsbande. Die Werte von Cosman⁴⁸ und Bernhardt⁴⁹ sind nur als Hinweise für mögliche Resonanzen zu verstehen.

Unternimmt man in Abb.51 den Versuch Rotationsbanden zu bilden, so erhält man ein eng zusammenliegendes Bündel von Banden, die alle die gleiche Steigung $\hbar^2/2I \approx 90$ keV aufweisen (es soll hier darauf hingewiesen werden, daß man aus der Existenz einzelner Rotationszustände nicht zwingend die Existenz von Rotationsbanden folgern kann.). Dies steht in vorzüglicher Übereinstimmung mit den klassischen Rechnungen.

Die Resonanzen mit $J^\pi=2^+$ bei $E_{cm}=5.64$ MeV, $J^\pi=4^+$ bei 5.92 MeV, 7.91 MeV und 8.46 MeV, $J^\pi=6^+$ bei 8.86 MeV und $J^\pi=8^+$ bei $E_{cm}=10.9$ und 11.38 MeV bevölkern sehr stark den $2^+7.83$ MeV Zustand in ^{20}Ne , der starken Überlapp mit einer $8p-4h$ Konfiguration hat 4^3 , was einer $^{12}\text{C} + 2\alpha$ Fragmentierung von ^{20}Ne entspricht. Dies legt den Schluß nahe, daß es sich bei diesen Resonanzen um α -cluster-Moleküle vom Typ $3\alpha + ^{12}\text{C}$ handelt.

Die Resonanz mit $J^\pi=4^+$ bei $E_{cm}=6.87$ MeV bevölkert den $0^+6.72$ MeV Zustand in ^{20}Ne besonders stark (und noch dazu direkt), der starken Überlapp mit $4p$ Konfiguration hat 4^3 , was einer $^{16}\text{O} + \alpha$ Fragmentierung von ^{20}Ne entspricht. Diese Resonanz ist also möglicherweise ein α -cluster-Molekül vom Typ $2\alpha + ^{16}\text{O}$.

Die Resonanzen mit $J^\pi=0^+$ bei $E_{cm}=4.25$ MeV, $J^\pi=2^+$ bei 5.0 MeV, $J^\pi=4^+$ bei 8.26 MeV und $J^\pi=8^+$ bei $E_{cm}=10.63$ und 9.84 MeV bevölkern die gesamte Grundzustandsbande 0^+ , 2^+ , 4^+ in ^{20}Ne besonders stark, die ebenfalls starken Überlapp mit $4p$ Konfiguration hat 4^3 . Auch diese Resonanzen könnten somit auf $2\alpha + ^{16}\text{O}$ -cluster-Moleküle zurückgeführt werden. Diese Folgerung ist, da sie auf keine Anomalie verweist, schwächer als die beiden erstgenannten.

Es sind noch zwei Fragen offen :

(i) Wie kommt es zu einer resonanten Bildung von α -cluster-Molekülen ?

(ii) Wie kann man in diesem Modell die Vielzahl von Resonanzen gleichen Spins verstehen?

Die resonante Bildung von α -cluster-Molekülen geht in diesem Modell wie folgt vonstatten :

Die beiden ^{12}C -Kerne im Eingangskanal wechselwirken über ein optisches Potential, und können bei leichtem Überlapp via α - ^{12}C und α - α Restwechselwirkung in ein α -Molekül übergehen, anstatt via Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zum Compoundkern zu verschmelzen, wie schon von Michaud ¹⁹ und Voit ¹² vorgeschlagen wurde. Dieses agiert als doorway state zwischen Eingangskanal und Ausgangskanälen. Da der Übergang vom $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Eingangskanal zu diesem α -Teilchen doorway state unter Beibehaltung des Trägheitsmoments vor sich gehen kann, die Drehimpulse dieser verschiedenen ^{24}Mg Fragmentierungen aber gequantelt sind, erscheint es einsichtig, daß ein optimaler Drehimpuls-Übertrag (l-matching) - dh. aber resonanter Übergang - nur bei bestimmten Einschußenergien vor sich geht.

Tabelle X zeigt die Aufschlüsselung der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Resonanzen in Gruppen mit gleichem Spin und gleicher Parität.

J^π	Anzahl der Resonanzen
0^+	1 (2)
2^+	2 (6)
4^+	7 (6)
6^+	2
8^+	2 (5)

Tabelle X Anzahl der Resonanzen mit gleichem Spin

Wenn die in dieser Arbeit geäußerten Vorstellungen zutreffen, hat man damit alle Resonanzen je Spingruppe erfaßt; außer im Falle der $J^\pi=0^+$ und $J^\pi=8^+$ Resonanzen, hier könnten bei tieferen bzw. höheren

Energien weitere Resonanzen existieren. Es gibt also nur 2 Resonanzen mit $J^\pi=6^+$, hingegen ~ 6 mit $J^\pi=2^+$ und $J^\pi=4^+$. Im α -cluster-Molekül-Bild erhält man je Spin sofort 3 mögliche Resonanzen, nämlich die Fragmentierungen $\alpha+^{20}\text{Ne}$, $2\alpha+^{16}\text{O}$ und $3\alpha+^{12}\text{C}$. Es kann jedoch weit mehr geben. Die $\alpha-^{12}\text{C}$ und die α - α Restwechselwirkung an der Kernoberfläche führt den $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Kanal in den α -doorway Zustand über; dh. das Verhalten der Oberflächen-Partialwellen ist entscheidend. Dabei kann durchaus der Fall eintreten, daß eine bestimmte Partialwelle (sagen wir zB. $L=4$) an der Oberfläche in einem weiten Energiebereich dominiert; mit anderen Worten, der Transmissionskoeffizient dieser Partialwelle zeigt ein Plateau bei $T_1 \approx 0.5$! Legt man den in dieser Arbeit geäußerten Resonanz-Mechanismus zugrunde, sieht man leicht ein, daß mehrere Resonanzen eines cluster-Typs (zB. $3\alpha+^{12}\text{C}$) mit gleichem Spin existieren können.

Zusammenfassend kann gesagt werden :

Der experimentelle Befund steht in Widerspruch zum Imanishi-Nogami-Modell, er kann im Bild eines α -cluster-Molekül Modells verstanden werden. Nur die Oberflächen-Partialwellen sind in der Lage den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Eingangskanal via $\alpha-^{12}\text{C}$ und α - α Rest-Wechselwirkung durch optimalen Drehimpuls-Übertrag, und unter Beibehaltung des Trägheitsmoments, resonant in ein α -cluster-Molekül über zu führen; bei dichter Durchdringung der ^{12}C -Kerne, verschmelzen diese direkt zum Compoundkern. Der gebildete α -doorway-state geht entweder durch Einsetzen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung in immer komplexere Zustände über, bis schließlich der Compoundkern in seiner ganzen Komplexität vorliegt, oder er zerfällt direkt in den α -Reaktionskanal.

REFERENZLISTE

- 1 E.Almqvist, D.A.Bromley, und J.A.Kuehner
Phys.Rev.Lett.4,515(1960)
- 2 E.Vogt, und H.McManus Phys.Rev.Lett.4,518(1960)
- 3 E.Almqvist, D.A.Bromley, J.A.Kuehner, und B.Whalen
Phys.Rev. 130,1140(1963)
- 4 B.Imanishi Nucl.Phys.A125,33(1969)
- 5 H.Voit, G.Ischenko, F.Siller, und H.D.Helb
Nucl.Phys.A179,23(1972)
F.Siller Diplomarbeit,Erlangen(1971)
M.L.Halbert, und K.Nagatani
Bull.Am.Phys.Soc. 17,530(1972)
- 6 W.Galster, P.Dück, H.Fröhlich, W.Treu, und H.Voit
Nucl.Phys.A277,126(1977)
- 7 D.L.Hanson, R.G.Stockstad, K.A.Erb, C.Olmer, und D.A.Bromley
Phys.Rev.C9,1760(1972)
- 8 D.L.Hanson, R.G.Stockstad, K.A.Erb, C.Olmer, und D.A.Bromley
Yale report 3074-321
H.Voit, G.Ischenko, F.Siller, und H.D.Helb
Nucl.Phys.A179,23(1972)
- 9 M.L.Halbert, und K.Nagatani
Bull.Am.Phys.Soc. 17,530(1972)
- 10 J.R.Patterson, B.N.Nagorcka, G.D.Symons, und W.M.Zucker
Nucl.Phys.A165,545(1971)
H.Voit, G.Hartmann, H.D.Helb, G.Ischenko, und F.Siller
Z.Phys.255,425(1972)
- 11 H.Spinka, H.Winkler Astrophys.J.174,455(1972)
- 12 H.Voit, P.Dück, W.Galster, E.Haindl, G.Hartmann, H.D.Helb,
F.Siller, und G.Ischenko
Phys.Rev.C10,1331(1974)
- 13 W.Galster Diplomarbeit,Erlangen(1974)
- 14 D.J.Crozier, und J.C.Legg
Phys.Rev.Lett.33,782(1974)

- 15 E.Haindl, W.Galster, P.Dück, W.Treu, F.Siller, und H.Voit
Phys.Rev.Lett.35,1478(1975)
E.Haindl Dissertation,Erlangen(1975)
- 16 N.Marquardt, R.Volders, C.Cardinal, und J.L'Ecuyer
Phys.Rev.Lett.33,1389(1974)
J.L'Ecuyer, R.Volders, C.Cardinal, L.Deschenes, und N.Marquardt
Phys.Rev.C12,1878(1975)
- 17 H.Voit, G.Ischenko, F.Siller, und H.D.Helb
Nucl,Phys.A179,23(1972)
W.Reichardt Dissertation,Erlangen(1969)
- 18 A.Gobbi Proceedings of the Symposium on Heavy Ion Scattering
Argonne Nat.Lab. report ANL-7837(1971)
R.G.Stockstad Proceedings of the Symposium on Heavy Ion
Transfer Reactions, ANL, Yale report 3074-291
W.Galster, G.Ischenko, F.Siller, und H.Voit
International Conference on Reactions Between Complex Nuclei
Nashville, Tennessee (1974), abstract 37
- 19 G.Michaud, und E.W.Vogt
Phys.Rev.C5,350(1972)
- 20 H.Voit, G.Ischenko, und F.Siller
Phys.Rev.Lett.30,564(1973)
- 21 zB.
Y.Kondo, T.Matsuse, und Y.Abe Reports from Research Center
of Nuclear Physics, Osaka University (1976)
- 22 J.Y.Park, W.Scheid, und W.Greiner
Phys.Rev.C10,967(1974)
- 23 Die im Experiment verwendeten Zähler waren zum größten Teil
aus dem Zählerlabor der phys. Institute, Universität Erlangen
- 24 L.C.Northcliffe und R.F.Schilling Nucl.Data A7,233(1970)
- 25 F.Siller Dissertation,Erlangen(1975)
- 26 G.Heil Dissertation,Erlangen(1977)
- 27 Spezialversion des Programms A15 (E.Trautner) modifiziert
von P.Dück
- 28 Rechenzentrum der Universität Erlangen

- 29 Programmcode DAGO, Auswerteprogramm von P.Dück, Erlangen(1976)
- 30 J.M.Blatt, und L.C.Biedenharn
Rev.Mod.Phys.24,258(1952)
- 31 M.G.Mazarakis, und W.E.Stephens
Astrophys.J.171,L97(1972)
M.G.Mazarakis, und W.E.Stephens
Phys.Rev.C7,1280(1973)
- 32 J.R.Patterson, H.Winkler, und C.S.Zaidins
Astrophys.J.157,367(1969)
- 33 K.A.Erb, R.R.Betts, D.L.Hanson, M.W.Sachs, R.L.White, P.P.Tung
und D.A.Bromley Phys.Rev.Lett.37,670(1976)
- 34 E.Almqvist, J.A.Kuehner, D.McPherson, und E.W.Vogt
Phys.Rev.136,B84(1964)
E.W.Vogt, D.McPherson, J.A.Kuehner, und E.Almqvist
Phys.Rev.136,B99(1964)
- 35 R.G.Stockstad International Conference on Reactions
Between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee (1974)
- 36 D.Shapira, R.G.Stockstad, und D.A.Bromley
Yale report 3074-345
- 37 J.A.Kuehner, J.D.Prentice, und E.Almqvist
Phys.Lett.4,332(1963)
- 38 Z.Basrak, F.Augier, B.Fernandez, J.Gastebois, und N.Cindro
Phys.Lett.65B, 119(1976)
- 39 N.R.Fletcher, J.D.Fox, G.J.KeKelis, G.R.Morgan, und G.A.Norton
Phys.Rev.C13,1173(1976)
- 40 OM Programmcode HIOB, P.Dück Erlangen
- 41 W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs, und D.A.Bromley
Proceedings of the International Conference on Nuclear
Reactions induced by Heavy Ions, Heidelberg(1969)
- 42 R.E.Malmin, Ph.D.thesis, Indiana University 1972
(unpublished)
- 43 H.T.Fortune Symposium on Heavy Ion Transfer Reactions
Argonne Nat.Lab.(1973), Vol.1

- 44 P.P.Singh, R.E.Malmin, M.High, und D.W.Devins
Phys.Rev.Lett.23,1124(1969)
- 45 H.Feshbach European Conference on Nuclear Physics with
Heavy Ions, Caen (1976)
- 46 Eine gute Beschreibung der Methoden liefert die Dissertation
von H.D.Helb, Erlangen(1972)
- 47 A.Gobbi Heavy Ion Scattering, Proceedings of the Symposium
held at Argonne Nat.Lab.,(1971) ANL-7837
- 48 E.R.Cosman, T.M.Cormier, K.VanBiber, A.Sperduto, und G.Young
Phys.Rev.Lett.35,265(1975)
- 49 K.G.Bernhardt et al.
Phys.Lett.56B,445(1975)
- 50 L.R.Greenwood, R.E.Segel, K.Raghunathan, und M.A.Lee
Phys.Rev.C12,156(1975)
- 51 P.Sperr, T.H.Braid, Y.Eisen, D.G.Kovar, F.W.Prosser,
J.P.Schiffer, S.L.Tabor, und S.Vigdor
Proceedings of the Symposium on Macroscopic Features of
Heavy Ion Collisions, Argonne Nat.Lab.(1976)

Herrn Priv.Doiz.Dr.H.Voit danke ich für die Überlassung und Betreuung dieser Arbeit. Sein großes Interesse an ihrem Fortgang, seine tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und all das Wissen, das er mir vermittelte, haben mir sehr geholfen.

Die Kollegen der Erlanger Schwerionen-Gruppe, Dipl.Phys.P.Dück, Dipl.Phys.W.Treu, H.Fröhlich, R.Hager und H.Witt haben bei der Durchführung und Auswertung der Messungen mitgewirkt. Ihnen sei gedankt für die stets gute und kameradschaftliche Zusammenarbeit.

Nicht vergessen möchte ich all denen zu danken, deren Mithilfe oft schon selbstverständlich erscheint: den Operateuren des Beschleunigers, den Angestellten der Werkstätten, Frau H.Löhner und Frau G.Chucholowius.

Herrn Dr.S.M.B.Lee (CRN Strasbourg) danke ich für viele anregende Diskussionen und dafür , daß er für mich HF-Rechnungen durchführte.

LEBENS LAUF

Ich kam am 10. November 1948 in Lohr am Main als Sohn des Studiendirektors Siegfried Galster und seiner Ehefrau Christa, geb. Hennig, zur Welt. Der Besuch von Volksschulen und Gymnasien in Sachsen/Ansbach, Thessaloniki/Griechenland, Uffenheim und Erlangen endete 1967 mit dem Abitur am MTG Erlangen. Meinen Neigungen folgend begann ich, nach einem halbjährigen Industrie-Praktikum, im Winter 1967 das Studium des Maschinenbaus an der TH München, wechselte aber sehr bald zur Bundeswehr über. Im Winter 1968 entschloß ich mich zum Studium der Physik an der Universität Erlangen. Dem Vordiplom 1971 und der Anfertigung einer Diplomarbeit in der Erlanger Schwerionen-Gruppe, folgte 1974 die Diplomprüfung. Seither bin am II. Physikalischen Institut der Universität als Doktorand tätig.

Copy - Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131-26197